



§



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
« СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ »

# ЭНЦИКЛОПЕДИИ СЛОВАРИ СПРАВОЧНИКИ

НАУЧНЫЙ СОВЕТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

А. П. АЛЕКСАНДРОВ, А. А. АРЗУМАНЯН, А. В. АРЦИХОВСКИЙ,  
Н. В. БАРАНОВ, А. А. БЛАГОНРАВОВ, Н. Н. БОГОЛЮБОВ,  
Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (председатель Научного совета), Б. М. ВУЛ,  
Г. Н. ГОЛИКОВ, И. Л. КНУНЯНЦ, Ф. В. КОНСТАНТИНОВ,  
Б. В. КУКАРКИН, Ф. Н. ПЕТРОВ, В. М. ПОЛЕВОЙ, А. И. РЕВИН  
(заместитель председателя Научного совета), Н. М. СИСАКЯН,  
А. А. СУРКОВ, Л. С. ШАУМЯН (заместитель председателя Научного  
совета)

---

МОСКВА . 1965

# ФИЗИЧЕСКИЙ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

А. М. БАЛДИН, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (главный редактор), С. В. ВОНСОВСКИЙ,  
Б. М. ВУЛ (главный редактор), М. Д. ГАЛАНИН, Д. В. ЗЕРНОВ, А. Ю. ИШЛИН-  
СКИЙ, П. Л. КАПИЦА, Н. А. КАПЦОВ, М. С. КОЗОДАЕВ, В. Г. ЛЕВИЧ,  
Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ, С. Ю. ЛУКЪЯНОВ, В. И. МАЛЫШЕВ, В. В. МИГУЛИН,  
П. А. РЕВИНДЕР, Я. К. СЫРКИН, С. М. ТАРГ, С. В. ТЯБЛИКОВ, Е. Л. ФЕЙН-  
БЕРГ, С. Э. ХАЙКИН, Р. Я. ШТЕЙНМАН (заместитель главного редактора),  
А. В. ШУБНИКОВ

ТОМ ЧЕТВЕРТЫЙ

Пинч-эффект — Спайность минералов

---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

## РЕДАКЦИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

### РЕДАКТОРЫ ОТДЕЛОВ И ПОДОТДЕЛОВ

**Механика.** Члены редакционной коллегии: А. Ю. ИШЛИНСКИЙ (теория упругости и пластичности), Л. Г. ЛОЙЦАНСКИЙ (гидроаэромеханика), С. М. ТАРГ (теоретическая механика). Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

**Электричество и магнетизм.** Члены редакционной коллегии: С. В. ВОНСОВСКИЙ (физика магнитных явлений), Б. М. ВУЛ (общие вопросы электричества, диэлектрики), Д. В. ЗЕРНОВ (электронные и ионные приборы), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (электроника). Редактор-консультант Л. А. ЖЕКУЛИН (электротехника). Научные редакторы: С. М. ШАПИРО (общие вопросы электричества, электротехника, электронные и ионные приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (магнетизм, электрические измерения), М. Н. ФЛЕРОВА (диэлектрики, электроника).

**Полупроводники и полупроводниковые приборы.** Член редакционной коллегии Б. М. ВУЛ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

**Теория колебаний.** Член редакционной коллегии С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

**Акустика.** Редактор-консультант И. П. ГОЛЯМИНА. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

**Радиофизика, радиоастрономия и радиотехника.** Члены редакционной коллегии: Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, В. В. МИГУЛИН, С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

**Автоматическое регулирование и управление.** Редактор-консультант М. А. АЙЗЕРМАН. Научный редактор Н. Г. СЕМАШКО.

**Оптика.** Члены редакционной коллегии: М. Д. ГАЛАНИН (физическая оптика), В. И. МАЛЫШЕВ (прикладная оптика). Редакторы-консультанты: Ю. Н. ГОРОХОВСКИЙ (фотография), Н. Д. НЮБЕРГ (физиологическая оптика), Г. Г. СЛЮСАРЕВ (геометрическая оптика). Научные редакторы: С. А. КОРДЮКОВА (молекулярная оптика, спектроскопия, фотография, физиологическая оптика), И. Б. НАЙДЕНОВА (геометрическая оптика, оптические приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (волновая оптика, оптические приборы).

**Атомная и ядерная физика.** Члены редакционной коллегии: А. М. БАЛДИН (физика элементарных частиц), М. С. КОЗОДАЕВ (ядерная физика), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (атомная физика). Редакторы-консультанты: М. А. ЕЛЪЯШЕВИЧ (атомная физика), О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ (ядерная энергетика). Научные редакторы: Н. Г. СЕМАШКО (физика элементарных частиц, ускорители), М. Н. ФЛЕРОВА (ядерная физика).

**Молекулярная физика.** Члены редакционной коллегии: П. А. РЕБИНДЕР (общие вопросы, газы, жидкости, поверхностные явления), А. В. ШУБНИКОВ (кристаллография). Редакторы-консультанты: М. В. ВОЛЬКЕНШТЕЙН (полимеры), В. Я. ЛЮБОВ (металлофизика). Научные редакторы: Ю. Н. ДРОЖЖИН (общие вопросы, газы, жидкости, фазовые превращения), С. А. КОРДЮКОВА (полимеры), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика кристаллов).

**Физика плазмы.** Редактор-консультант Л. А. АРЦИМОВИЧ, научный редактор М. Н. ФЛЕРОВА.

**Физика низких температур.** Член редакционной коллегии П. Л. КАПИЦА. Редактор-консультант И. М. ХАЛАТНИКОВ. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

**Вакуумная техника.** Редактор-консультант И. С. РАБИНОВИЧ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

**Теоретическая физика.** Члены редакционной коллегии: В. Г. ЛЕВИЧ, С. В. ТЯБЛИКОВ (статистическая физика), Е. Л. ФЕЙНБЕРГ (квантовая механика, теория поля, теория относительности). Редактор-консультант И. М. ЛИФШИЦ (статистическая физика). Научный редактор Н. Г. СЕМАШКО.

**Химия.** Член редакционной коллегии Я. К. СЫРКИН. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА. **Геофизика.** Редакторы-консультанты: В. А. БЕЛИНСКИЙ (метеорология), В. П. ОРЛОВ (земной магнетизм). Научные редакторы: Н. П. ЕРПЫЛЕВ (физика Земли, атмосферная оптика и электричество), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика атмосферы и гидросферы).

**Астрономия.** Редактор-консультант Б. В. КУКАРКИН. Научный редактор Н. П. ЕРПЫЛЕВ.

**Биофизика.** Редактор-консультант Г. М. ФРАНК. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

**Математика.** Научный редактор В. И. БИТЮЦКОВ.

**Метрология.** Редактор-консультант Г. Д. БУРДУН. Научный редактор Ю. Н. ДРОЖЖИН.

Научно-контрольный редактор П. В. СЫСОЕВ.

Редактор словника В. В. ТАБЕНСКИЙ.

Литературный редактор Н. М. КАРАКАШ; младшие редакторы — З. А. КОСАРЕВА, А. А. СИЛАЕВА; редактор по иллюстрациям В. А. АЛЕКСЕЕВ; редакция библиографии — В. А. ГАЛЬМИНАС, Е. И. ЖАРОВА; корректорская — М. В. АКимова, Ю. А. ГОРЬКОВ, А. В. МАСЛОВА, Л. В. ПИТАЛЕВА, Л. Н. СОКОЛОВА; технический редактор И. Д. КУЛИДЖАНОВА.

### К СВЕДЕНИЮ ПОДПИСЧИКОВ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

В связи с многочисленными предложениями читателей о дополнении ФЭС новыми разделами и рядом отдельных статей, в особенности по областям физики, возникшим или получившим исключительно быстрое развитие в самые последние годы (квантовая электроника, физика плазмы, биофизика, физические проблемы кибернетики и другие), Научный Совет издательства «Советская энциклопедия» принял решение об увеличении числа томов ФЭС до пяти, вместо объявленных четырех.

Пятый том намечено выпустить в свет в 1965 году.



## II

**ПИНЧ-ЭФФЕКТ** — см. *Самостоячивающийся разряд*.

**ПИПАРДА УРАВНЕНИЕ** — связывает плотность тока в сверхпроводнике с магнитным полем [1]. Согласно П. у., эта связь нелокальна, т. е. ток  $j(r)$  определяется значением вектора-потенциала  $A(r')$  не только в той же точке, а в целой области:

$$j(r) = (c/4\pi) \int K(r') A(r-r') dr' \quad (1)$$

( $c$  — окорость света), причем  $K(r')$  отлично от нуля в области с размерами  $\sim \xi_0 = hv_F/\Delta$  ( $v_F$  — скорость электронов на поверхности Ферми,  $\Delta$  — сверхпроводящая щель). Для  $j(r)$  и  $A(r)$ , зависящих от  $r$  по закону  $\exp(iqr)$ , уравнение (1) принимает вид  $j_q = (c/4\pi) K(q) A_q$ . При  $q \ll 1/\xi_0$  ядро  $K(q)$  стремится к постоянной. В этом случае П. у. сводится к Лондонов Ф. и Г. уравнению (лондонский предельный случай). Когда  $q \gg 1/\xi_0$  (пипардовский предельный случай),

$$K(q) = \frac{4\pi N_s e^2}{mc^2} \cdot \frac{3\pi^2 \Delta}{4qv_F} \quad (2)$$

( $N_s$  — плотность сверхпроводящих электронов). Поскольку в сверхпроводнике наиболее существенны  $q \sim 1/\delta$ , где  $\delta$  — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, ф-ла (2) применима для металлов, в к-рых  $\delta \ll \xi_0$  (сверхпроводники пипардовского типа), напр. Al.

Если сверхпроводник загрязнен примесями, так что длина свободного пробега электронов  $l \ll \xi_0$  (сверхпроводящий сплав), то связь  $j$  с  $A$  выражается тем же П. у. [1], однако теперь ядро  $K(r')$  отлично от нуля лишь в области с размером  $l$ .

Лит.: 1) P i p a r d A. B., «Proc. Roy. Soc.», 1953, A 216, № 1127, p. 547; 2) A б р и к о с о в А., Х а л а т н и к о в И., «УФН», 1958, т. 65, вып. 4, с. 551; 3) Б а р д и н Дж., Ш р и ф ф е р Д. Ж., Новое в изучении сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1962. Л. П. Питаевский.

**ПИРАМИДЫ РОСТА** — пирамиды, основаниями к-рых служат грани кристалла, а общей вершиной —

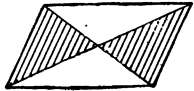


Схема структуры песочных часов.

начальная точка роста. Реальный кристалл во многих случаях целесообразно рассматривать как совокупность П. р., поскольку очень часто физич. свойства П. р. с основаниями, принадлежащими к разным простым формам, оказываются различными. Это подтверждается существованием у многих природных кристаллов структуры песочных часов (см. рис.), случаями закономерной оптич. аномалии у кристаллов кубич. системы и др.

Лит.: 1) Л е м м л е й н Г. Г., Секториальное строение кристалла, М.—Л., 1948; 2) Ш у б н и к о в А. В., Симметрия и физические свойства пирамид роста, «Кристаллография», 1961, т. 6, вып. 3, с. 319. А. В. Шубников.

**ПИРАНИ МАНОМЕТР** (м а н о м е т р с о п р о т и в л е н и я) — вакуумметр, основной элемент к-рого — нагреваемая нить из металла с большим температурным коэфф. сопротивления. Изменение давле-

ния связано с изменением теплопроводности газа. Т. к. темп-ра нити — ф-ция количества теплоты, подводимой током, и количества теплоты, отдаваемой нитью благодаря теплопроводности газа, то изменение теплопроводности приводит к изменению величины сопротивления (подробнее см. *Теплоэлектрический манометр*).

**ПИРАНОМЕТР** — прибор для измерения солнечной радиации, падающей на горизонтальную поверхность.

**ПИРГЕЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ШКАЛЫ** — шкалы значений интенсивности радиации, измеряемых стандартными абс. пиргелиометрами. В зависимости от применяемых приборов различают два типа П. ш.: американскую (смитсониаанский пиргелиометр) и европейскую (компенсационный пиргелиометр Ангстрема), различающиеся на 3,5%. После тщательного изучения причин расхождения и совершенствования приборов и методики измерений американская шкала была понижена на 2,4%, а европейская повышена на 1,3%, в результате чего обе шкалы практически совпали.

**ПИРГЕЛИОМЕТР** — прибор для абс. измерений прямой солнечной радиации, подобный актинометру. В СССР широко применяется компенсационный П. системы К. Ангстрема (1893 г.), в к-ром одна из двух одинаковых тонких (0,01 мм) почерненных манганиновых полосок облучается солнечной радиацией, а другая (затененная) нагревается током, регулируемым на равенство темп-р полосок. (Равенство темп-р контролируется термоэлементом, спаян к-рого подклеены к задним сторонам полосок.) Роли полосок меняются для исключения ошибки места нуля гальванометра в цепи термоэлемента. Плотность потока радиации  $S$  определяется из ур-ния  $S = K i^2$ . Коэфф. пропорциональности  $K$  получается сравнением с эталонным П. при наведении на Солнце. Пиргелиометр Ангстрема улучшен рядом исследователей. Существуют также др. типы и конструкции П.

Лит. см. при ст. *Актинометр*. Ю. Д. Янишевский.

**ПИРГЕОМЕТР** — прибор для измерения интенсивности эффективного излучения, т. е. разности между излучением черного тела (прибора) и длинноволновой инфракрасной радиацией атмосферы.

**ПИРИТ** (с е р н ы й к о л ч е д а н, ж е л е з н ы й к о л ч е д а н) — минерал состава  $FeS_2$ . Содержит иногда Co, Ni, Cu, Au, Ag, As, Se, Fe. Кристаллизуется в кубич. системе в диодокаэдрич. классе, образует кубические, пентагон-додекаэдрические, реже октаэдрич. кристаллы. Пространственная группа  $T_h^a$  — Pa 3. Параметры элементарной ячейки  $a = 5,405 \text{ \AA}$ . Количество молекул в ячейке  $M = 4$ . Структуру П. можно вывести из структуры NaCl, заменяя Na на Fe, а Cl на группы —S—S—, располагающиеся параллельно пересекающимся телесным диагоналям куба. Атомы Fe окружены октаэдрич. атомами S, к-рые в качестве ближайших соседей имеют 3 атома Fe.

П. дает двойники сростания, а чаще двойники прорастания. Двойниковая ось [001], двойниковая плоскость {011}. Спайность по кубу неясная, по додекаэдру и октаэдру — весьма несовершенная. Излом раковистый. Твердость по Моосу 6—6,5 (уменьшается при увеличении содержания Ni). Уд. вес 4,9—5,2 г/см<sup>3</sup> (вычисленный — 5,013 г/см<sup>3</sup>). Темп-ра плавления 642° С. Цвет светлый, латуно-желтый. Блеск металлический, до сверкающего. Полупроводник. Инфракрасный спектр имеет сильную полосу поглощения в области 8—11,2 м с максимумом у 9,9 м и слабыми максимумами на границах. Показатель отражения света  $\gamma$  в полированных шлифах сильно варьирует с длиной волны  $\lambda$ :

$\lambda$ (мμ) . . . . .	410	470	530	560	590	690
$\gamma$ . . . . .	0,372	0,470	0,542	0,546	0,552	0,520

Ширина запрещенной зоны  $\Delta E = 1,2$  эв. В природных кристаллах  $n$ -типа макс. уд. сопротивление  $\rho = 0,35$  ом·см при 300° С, падает до  $\rho = 0,4$  при —100° С и при дальнейшем охлаждении остается постоянным. В кристаллах  $p$ -типа  $\rho = 2$  ом·см при 400° С и плавно растет до  $\rho \approx 100$  ом·см с охлаждением до —75° С. М. О. Кля.

**ПИРОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКАЯ** — совокупность оптических методов измерения высоких темп-р. Большинство из них основано на измерении интенсивности излучения или поглощения исследуемого тела в ультрафиолетовой, видимой или инфракрасной областях спектра. Интенсивности излучения и поглощения обычно связываются с темп-рой  $T$  с помощью законов теплового излучения (см. *Кирхгофа закон излучения*) или законов термич. равновесия (*Максвелла—Больцмана функция распределения*, *Саха формула* и др.). Существуют также методы П. о., в к-рых  $T$  определяется по измеренной концентрации нейтральных или заряженных частиц в газе или плазме. Т. о., все методы П. о. — косвенные. Поэтому надежность результатов, полученных с их помощью, зависит прежде всего от степени применимости к исследуемому объекту закона, связывающего  $T$  с измеряемой величиной. Выяснение этого вопроса обычно требует теоретич. анализа состояния исследуемого тела и постановки соответствующих экспериментов, из-за чего применение П. о. к новым объектам (особенно к плазме) в ряде случаев превращается в самостоятельное трудоемкое физ. исследование.

Методы П. о. не требуют непосредств. контакта измерит. аппаратуры с исследуемым телом. Благодаря этому они позволяют, во-первых, без к.-л. ущерба для аппаратуры измерять очень высокие  $T$ , во-вторых, измерять  $T$  весьма удаленных тел и, наконец, их применение не вызывает искажений состояния исследуемого объекта, к чему часто приводит термометрич. тело, необходимое в др. методах.

Диапазон темп-р, измеряемых в П. о., теоретически неограничен. Однако на практике нижняя граница определяется большей частью конечной чувствительностью приемников излучения. Так, надежные измерения  $T$  визуальным яркостным оптич. пирометром возможны вплоть до 800° С. Использование инфракрасной области спектра и совр. приемников излучения позволяет снизить эту границу до 300° С.

В П. о. целесообразно выделить в отдельную группу методы суммарной радиации, яркостной и цветовой, применяемые для измерения  $T$  твердых и жидких тел, излучающих сплошной спектр. Определение  $T$  этими методами обычно проводится с помощью оптич. пирометров. Конечно, при выполнении известных условий (см. ниже) их можно применять также и для определения  $T$  нагретых газов

и плазмы; однако, как правило, для этой цели используются др. методы, требующие применения различных спектральных приборов.

**П. о. твердых и жидких тел** [1—4]. При применении П. о. к твердым и жидким телам предполагается, что исследуемые тела находятся в тепловом равновесии. В этом случае их спектральная энергетич. яркость  $B(\lambda, T)$  может быть представлена ф-лой

$$B(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot (C_1/\pi) \lambda^{-5} [\exp(C_2/\lambda T) - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где  $C_1 = 3,75 \cdot 10^{-5}$  эрг·сек<sup>-1</sup>·см<sup>2</sup> и  $C_2 = 14\,885$  мкм·градус — 1-я и 2-я константы излучения,  $\alpha(\lambda, T)$  — коэфф. поглощения,  $\lambda$  — длина волны. Ф-ла (1) получается в результате комбинации закона Кирхгофа и ф-лы Планка. Т. к. большей частью для твердых и жидких тел  $T < 4000^\circ \text{K}$ , а измерения яркости проводятся в области  $\lambda < 1$  мкм, то эксп  $(C_2/\lambda T) \gg 1$  и вместо (1) удобнее пользоваться ф-лой

$$B(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot (C_1/\pi) \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T). \quad (2)$$

Интегрирование (1) по всем длинам волн дает суммарную яркость тела  $B(T)$ .

Метод суммарной радиации основан на измерении  $B(T)$  с помощью пирометра суммарной радиации. Пирометр градуируется обычно в шкале темп-р по черному телу, и тогда он непосредственно показывает радиационную темп-рату  $T_r$  исследуемого тела. Истинная темп-ра тела  $T$  связана с  $T_r$  соотношением

$$T = [\alpha(T)]^{-1/4} T_r, \quad (3)$$

где  $\alpha(T)$  — суммарный коэфф. поглощения тела. Для всех тел, кроме черного,  $\alpha(T) < 1$ ; поэтому всегда  $T_r < T$  и равен  $T$  только для черного тела. Реализация метода полной суммарной радиации в его идеальном виде затруднена отсутствием неселективных приемников для всего спектра электромагнитного излучения и искажениями, выисыми при измерениях средой, окнами и оптич. деталями, находящимися между телом и приемником излучения. Поэтому в технике шире распространен метод частичной суммарной радиации [3], основанный на измерении яркости тела в ограниченном интервале длин волн. Применение его сопряжено с трудоемким измерением зависимости частичного коэфф. поглощения интересующего тела от  $T$  и учетом поправок на селективность приемника, окон и т. д.; задача упрощается благодаря наличию табличных данных [3]. Метод суммарной радиации целесообразно применять при измерениях низких  $T$ , когда из-за малой интенсивности излучения невозможно измерять ее в узких спектральных участках; но при наличии чувствит. приемников излучения все же более предпочтительны яркостный или цветовой методы.

**Яркостный метод** основан на измерении  $B(\lambda, T)$  и спектрального коэфф. поглощения  $\alpha(\lambda, T)$  и последующем применении ф-лы (2). Но чаще применяется др. вариант яркостного метода: яркостным пирометром, проградуированным по черному телу, измеряют яркостную темп-рату  $T_b$ , связанную с истинной  $T$  соотношением

$$1/T - 1/T_b = (\lambda/C_2) \ln[\alpha(\lambda, T)]. \quad (4)$$

Только для черного тела  $\alpha(\lambda, T) = 1$ ,  $T_b = T$ ; для остальных тел всегда  $T_b < T$ . Напр., при длине волны  $\lambda = 0,665$  мкм, при к-рой обычно производится измерение  $T_b$ , и  $T = 3000^\circ \text{K}$  только при  $\alpha > 0,80$  отличие  $T$  и  $T_b$  не превышает 3%. При  $T = 3000^\circ \text{K}$  и  $\alpha = 0,1$  разность  $T - T_b = 1416^\circ \text{K}$ . Отсюда видна необходимость измерения  $\alpha$ , если  $\alpha$  мало. Точность определения  $T$  яркостным методом возрастает с переходом в область коротких волн.

**Цветовой метод** основан на измерении распределения интенсивности в спектре излучения исследуемого тела. В одном из вариантов цветового метода измеряют отношение интенсивностей излучения при двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и соответствующие коэфф. поглощения  $\alpha(\lambda_1, T)$  и  $\alpha(\lambda_2, T)$ . Затем с помощью ф-лы (2) определяют  $T$  тела. В др. варианте с помощью цветового пирометра, проградуированного по черному телу, измеряют цветовую темп-рату  $T_c$  тела, связанную с его истинной  $T$  соотношением

$$1/T - 1/T_c = [\ln \alpha(\lambda_1, T) - \ln \alpha(\lambda_2, T)]/C_2 (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2). \quad (5)$$

$T_c$  серых тел, для к-рых  $\alpha(\lambda, T)$  не зависит от длины волны, совпадает с истинной; поэтому цветовой метод выгодно применять при пирометрии тел, близких по свойствам к серым. В этом случае можно избежать измерений  $\alpha(\lambda, T)$ , часто затруднительных. Обычно для серых тел  $T_c > T$ . Если, напр.,  $\lambda_1 = 0,6$  мкм и  $\lambda_2 = 0,4$  мкм, то при  $\alpha(\lambda_1, T)/\alpha(\lambda_2, T) = 1,1$  и  $T < 3000^\circ \text{K}$  цветовая  $T_c$  выше истинной не более чем на 3%, а при  $\alpha(\lambda_1, T)/\alpha(\lambda_2, T) = 2$  и той же  $T$  расхождение достигает  $438^\circ \text{K}$ . В большинстве случаев  $T_c$  измеряется по красно-синему отношению интенсивностей

( $\lambda_{гр} = 0,665 \text{ мкм}$ ,  $\lambda_{син} = 0,470 \text{ мкм}$ ). При равных условиях погрешность измерений  $T$  цветовым методом больше, чем яркостным. Так, напр., при  $\lambda_1 = 0,6 \text{ мкм}$ ,  $\lambda_2 = 0,4 \text{ мкм}$  и условии, что погрешности определения яркостей и коэф. поглощения для обеих волн одинаковы, относит. погрешности методов связаны соотношением  $[(\Delta T/T)^2]^{1/2} = 3 [(\Delta T/T)_\alpha]^{1/2}$ .

Если тело серое, для измерения его  $T$  может быть применен вариант цветового метода, основанный на измерении относит. интенсивности излучения в ряде длин волн. Обработку результатов при этом удобно производить графически. Для серого тела из (2) следует:

$$f(\lambda, T) = \ln B(\lambda, T) + 5 \ln \lambda + \text{const} = -C_2/\lambda T, \quad (6)$$

т. е. зависимость экспериментальных значений  $f(\lambda, T)$  от  $1/\lambda$  — линейная; по углу наклона прямой можно найти  $T$ . Заключение о том, что тело серое, однако, не может быть сделано лишь на основании экспериментально обнаруженной линейности зависимости  $f(\lambda, T)$  от  $1/\lambda$ , т. к. она имеет место не только при  $\alpha(\lambda, T) = \text{const}$ , но и при  $\alpha = \alpha_0 \exp(k/\lambda)$ , где  $k$  — постоянная величина [5]. В последнем случае  $T_c \neq T$ .

Темп-ра серых тел может быть также определена из закона смещения Вина (см. Вина закон излучения):  $\lambda_{\text{max}} \cdot T = 2897 \text{ мкм} \cdot \text{град}$ , если найти длину волны  $\lambda_{\text{max}}$ , при к-рой наблюдается максимум кривой распределения энергии в спектре исследуемого тела. Однако из-за того, что максимум обычно выражен недостаточно резко, этот метод неточен и применяется лишь для оценок  $T$ .

**II. о. газов и плазмы** [6—9]. Приступая к измерениям  $T$  нагретых газов или, тем более, плазмы, прежде всего необходимо выяснить, можно ли вообще характеризовать изучаемое тело темп-рой, т. е. насколько близко его состояние к термодинамич. равновесию. Очевидно, что строгое термодинамич. равновесие не может установиться в ограниченных объемах газа или плазмы, с к-рыми обычно приходится иметь дело на практике. В первую очередь отклоняется от равновесного (планковского) само излучение и тем сильнее, чем меньше оптич. толщина слоя газа (см. *Излучение плазмы*). Однако даже в случае оптически тонкого слоя довольно часто распределение любого сорта частиц по скоростям с достаточным приближением может быть представлено ур-нием Максвелла, заселенности возбужденных уровней атомов и молекул — законом Больцмана (см. *Больцмана статистика*), степень ионизации — Саха формулой, а степень диссоциации — ф-лой для константы равновесия (см. *Диссоциация*), причем с одним и тем же значением  $T$  во всех этих соотношениях. В этом случае будет справедлив также закон Кирхгофа. Интенсивность излучения в линейчатом, полосатом и сплошном спектрах однозначно определяется тогда атомными константами (вероятностями переходов, сечениями рекомбинации и т. п.), хим. составом газа, давлением и той же  $T$ . Такое состояние наз. термически равновесным, а  $T$  — независимо от способа ее измерения — равновесной темп-рой.

Если же газ или плазма термически неравновесны, то пирометрия в целом становится по существу беспредметной, хотя иногда удобно характеризовать неравновесное состояние набором чисто формально вводимых «температур», определяемых обычными методами П. о. [4]. Так, если распределение тяжелых частиц или электронов по скоростям близко к максвелловскому, то говорят о темп-ре газа  $T_r$  и электронов  $T_e$ , степень ионизации можно характеризовать темп-рой ионизации  $T_{и}$ , заселенность нек-рого возбужденного уровня — темп-рой заселения  $T_z$ , и т. п. При термич. равновесии все эти  $T$  имеют одно и то же значение.

Существенные отступления от термодинамич. равновесия могут быть вызваны, напр., одной из след. причин: 1) экзотермическими хим. реакциями, в результате к-рых происходит ионизация или возбуждение одного из продуктов реакции; 2) ядерными реакциями, приводящими к появлению избыточного количества быстрых частиц; 3) внешними электромагнитными полями, влияющими на форму распре-

деления заряженных частиц по скоростям; 4) неоднородностью плазмы, если изменение ее состояния происходит на длине, сопоставимой со смещением частиц за время релаксации темп-ры; 5) ударными волнами — вблизи фронта ударной волны. Во всех случаях, когда существенны перечисленные факторы, необходимо доказать наличие термич. равновесия. Экспериментальное доказательство сводится обычно к проверке выполнимости закона Больцмана, ф-лы Саха и равенства  $T_e = T_r = T_{и} = T_z$ .

Состояние нагретых газов и в особенности плазмы может заметно изменяться за время, на неск. порядков меньшее, чем соответствующее время для твердых тел и жидкостей. Поэтому аппаратура, применяемая П. о. газов и плазмы, должна обладать достаточно высокими чувствительностью и разрешением во времени. Увеличение длительности единичного измерения сверх максимально допустимого значения в ряде случаев может привести не к усреднению  $T$  по времени, а просто к абсурдным результатам.

В основе большей части методов П. о. газов и плазмы лежит предположение об однородности излучающего объема, что на практике почти никогда не удовлетворяется. Исследуемые объекты, как правило, неоднородны и их приходится характеризовать не одним значением  $T$  для всего объема, а распределением  $T$  по объему (полем темп-р). Чтобы экспериментально найти это распределение, необходимо из интегрального излучения всего объема уметь выделять излучение, идущее из произвольно заданной точки. Эта задача решена только для нек-рых наиболее простых структур объемных источников света. Напр., если источник света обладает осевой симметрией, то можно найти распределение интенсивности излучения любой длины волны по радиусу  $I(r)$ , а следовательно, и радиальное распределение темп-ры  $T(r)$  в нем. Для этого источник света отображают на щель спектрального прибора так, чтобы ось симметрии источника была перпендикулярна щели, и измеряют распределение интенсивности  $I(h)$  по высоте щели  $h$ . Связь между  $I(h)$  и  $I(r)$  задается интегралом Абеля:

$$I(r) = -\frac{1}{\pi y} \int_r^{r_0} \frac{\partial I(h)}{\partial h} (h^2 - r^2)^{-1/2} dh, \quad (7)$$

где  $y$  — увеличение, а  $r_0$  определяется условием  $I(r_0) = 0$ . Этот способ определения  $I(r)$  пригоден только для оптически тонких источников света.

Методы суммарной радиации, яркостный и цветовой применяют для измерения  $T$  не только твердых тел и жидкостей, но также газов или плазмы, излучающих сплошной спектр (в астрофизике, при исследованиях оптически толстых пламен). Однако необходимо иметь в виду, что из-за высокой  $T$  плазмы может оказаться, что  $\exp(C_2/\lambda T) \lesssim 1$ , и тогда при обработке экспериментальных данных следует основываться на ур-нии (1), а не (2). В связи с этим будут непригодны также и ур-ния (4)—(6), полученные из (2). Коэфф. поглощения газов и плазмы  $\alpha$  в непрерывном спектре при  $\lambda < 1 \text{ мкм}$  часто очень мал, а т. к. точность его измерения при малых значениях сильно падает, то методы суммарной радиации, яркостный и цветовой обычно не применяются, когда  $\alpha \ll 0,1$ . При  $\lambda \gg 1 \text{ мкм}$   $\alpha$  плазмы в непрерывном спектре, обусловленном тормозными процессами, растет с увеличением  $\lambda$  и в далекой инфракрасной области (десятки или даже сотни мкм — граничное значение  $\lambda_{гр}$  зависит от толщины и состояния плазмы) становится равным 1. Следовательно, при  $\lambda > \lambda_{гр}$  плазма излучает как черное тело и ее  $T$  может быть определена непосредственно по яркости. Если же плазма термически неравновесна, но распределение электронов по скорости близко к



максвелловскому, то этот метод дает значение темп-ры электронов  $T_e$ . Из трех рассмотренных методов только яркий может быть применен для изучения профиля темп-р осесимметричной неоднородной плазмы с неслабким большим  $\alpha$ .

Метод обращения спектральных линий и [8] широко применяется для измерения темп-р прозрачных плазм.

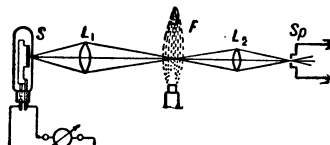


Рис. 1. Принципиальная схема установки для определения темп-ры методом обращения спектральных линий.

ли одинаковое заполнение коллиматора спектрального аппарата. При увеличении силы тока в лампе в фокальной плоскости спектрографа будут наблюдаться след. явления: до тех пор, пока  $T_b$  лампы остается ниже  $T$  пламени, на темном фоне видны линии излучения пламени

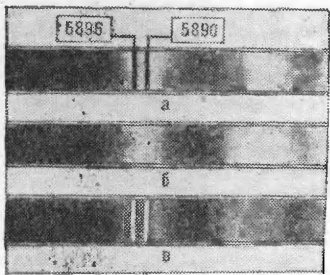


Рис. 2. Обращение спектральных линий.

плат 2600° К, то этим определяется верхний предел точного измерения  $T$  по методу обращения. Применяя в качестве эталонного источника света кратер угольной дуги, верхний предел можно поднять до 3800 К, однако точность измерения  $T$  при этом падает. Относит. погрешность в определении  $T$  методом обращения спектральных линий равна:

$$\left[ \frac{\Delta T}{T} \right]^2 = \left( \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\alpha_{\Pi}} \left[ \frac{\Delta I}{I} \right]^2 \quad (8)$$

где  $\alpha_{\Pi} \Delta \lambda = \int [1 - \exp(-k_{\nu} l)] d\nu$  — интегральный коэфф. поглощения в спектральной линии,  $k_{\nu}$  — натуральный показатель поглощения,  $\Delta \lambda$  — ширина щели спектрального аппарата, выраженная в  $\lambda$  с помощью кривой дисперсии спектрального аппарата,  $\Delta I/I$  — относит. погрешность уравнивания фотометрич. полей при визуальном наблюдении обращения. Если принять, что спектральная линия имеет прямоугольную форму, то  $\Delta \lambda$  будет шириной линии и  $\alpha_{\Pi}$  — коэфф. поглощения. Приняв характерные значения  $\alpha_{\Pi} (\Delta \lambda / \lambda) = 0,1$ ,  $T = 2000^\circ \text{ К}$ ,  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  и  $\Delta I/I = 0,01$ , получим, что  $\Delta T/T = 0,8\%$ , т. е. погрешность в определении  $T$  не превышает 16%.

Обобщенный метод обращения спектральных линий [8]. Визуальный метод обращения спектральных линий удобен для исследования стационарных объектов. Отказ от наблюдения обращения при сохранении принципиальной схемы метода обращения позволяет превратить его в фотоэлектрич. метод и применять также к нестационарным объектам. В этом случае измерению подлежат:  $I_{\Pi}$  — интенсивность спектральной линии, измеренная при освещении щели спектрографа только пламенем;  $I_{\Pi+l}$  — интенсивность линии при просвечивании пламени эталонной лампой; наконец,  $I_{\lambda}$  — интенсивность в той же  $\lambda$  при освещении щели одной лампой. Если плазма однородно, то все три интенсивности с помощью закона Кирхгофа и ф-лы Вина могут быть выражены так:

$$\begin{aligned} I_{\Pi} &= a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \Delta \lambda; \\ I_{\Pi+l} &= C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \Delta \lambda; \\ I_{\Pi+l} &= C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \Delta \lambda - a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \times \\ &\quad \times \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \Delta \lambda + a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \Delta \lambda, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $T_{\Pi}$  — истинная темп-ра пламени, а  $T_{\lambda}$  — яркостная темп-ра

эталонного источника. Из (9) следует, что  $T_{\Pi}$  может быть найдена по измеренным значениям  $I_{\Pi}$ ,  $I_{\lambda}$  и  $I_{\Pi+l}$ :

$$T_{\Pi} = T_{\lambda} \left\{ 1 + (\lambda T_{\lambda} / C_2) \ln [1 - (I_{\Pi+l} - I_{\lambda}) / I_{\Pi}] \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Этот метод был успешно применен и для измерения  $T$  газов за падающими и отраженными ударными волнами. Примененные в качестве источника света ксеноновой лампы высокого давления (ДКСШ-1000) позволяет поднять верхний предел измеряемой  $T$  до 8000° К. Так же, как и при обычном методе обращения спектральных линий, при обобщенном методе необходимо иметь эталонный источник света с  $T_{\lambda} > T_{\Pi}$ . Если  $T_{\lambda} < T_{\Pi}$ , точность метода падает настолько сильно, что от него приходится отказываться.

Как обычный, так и обобщенный метод обращения спектральных линий может быть применен не только к однородным, но и к неоднородным пламенам и плазмам. В последнем случае прибегают к локальной окраске пламени или же исследуют линии ионов, отсутствующих во внешних холодных частях плазмы.

Метод абсолютных яркостей спектральных линий. Полная яркость  $B(T)$  спектральной линии, излучаемой оптически тонким слоем  $dx$  однородного термически равновесного газа (или плазмы) при отсутствии индуцированного излучения, равна:

$$B(T) = (N A_{mn} g_m h c / 4 \pi \lambda U_a) \exp(-E_m/kT), \quad (11)$$

где  $\lambda$  — длина волны в центре линии,  $A_{mn}$  — вероятность спонтанного перехода с уровня  $n$  на уровень  $m$ ,  $E_m$  и  $g_m$  — энергия и статистический вес верхнего уровня,  $U_a$  — статистическая сумма,  $N$  — общая концентрация атомов данного сорта. Зная  $N$  и измерив  $B(T)$ , по ур-нию (11) можно вычислить  $T$  газа с относит. погрешностью, определяемой соотношением

$$\left[ \frac{\Delta T}{T} \right]^2 = \frac{kT}{E_m} \left[ \left( \frac{\Delta B}{B} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left( \frac{\Delta A_{mn}}{A_{mn}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Т. о., выбирая для измерений спектральные линии с энергией возбуждения  $E_m \gg kT$ , можно достигнуть значительно более высокой точности определения  $T$ , чем точность, с к-рой известны  $B$ ,  $N$  и  $A_{mn}$ . Этому условию удовлетворяют, напр., линии водорода при  $T < 16000^\circ \text{ К}$ . Как в методе абс. яркостей, так и в излагаемом ниже методе относит. яркостей для измерений можно использовать лишь свободные от самопоглощения спектральные линии. Если источник света обладает осевой симметрией, то с помощью ур-ний (7) и (11) можно с большой точностью найти распределение  $T(r)$  в источнике.

Метод относительных яркостей спектральных линий. Отношение яркостей двух спектральных линий

$$\frac{B_1(T)}{B_2(T)} = \frac{\lambda_2 A_{1g_1}}{\lambda_1 A_{2g_2}} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (13)$$

полученное из ур-ния (11), показывает, что для определения с его помощью  $T$  нет необходимости знать концентрацию атомов  $N$  и абс. вероятности переходов. Именно поэтому метод относит. яркостей (метод Орнштейна) распространен весьма широко. Точность определения  $T$  однородной плазмы этим методом тем выше, чем больше разность энергий верхних уровней. Для повышения точности метода можно также воспользоваться не двумя линиями, а большим числом. В этом случае строится график зависимости  $\ln(B_m/A_{mn}g_m)$  от энергий верхних уровней  $E_m$ . Если выполняется закон Больцмана, эта зависимость будет линейной и по наклону прямой можно определить  $T$ . Обратное утверждение в общем случае неверно.

Для измерения  $T$  можно воспользоваться не только линиями атомных спектров, но и вращат. линиями электронно-колебательно-вращательных полос молекул [4, 6]. Вероятность перехода между вращат. уровнями  $j'$  и  $j''$  пропорциональна фактору Хенля—Лондона  $S_{j',j''}$  [4, 7], причем коэфф. пропорциональности в пределах одной полосы остается постоянным. В эксперименте измеряется относит. интенсивность неск. десятков линий, принадлежащих одной и той же полосе, и  $T$  определяется графич. способом. Т. к.  $\lambda$  соседних вращат. линий очень близки, то для их надежного разделения необходимо применять спектральные приборы высокой разрешающей силы.

Если спектр излучения исследуемого объекта содержит полосы CN или  $C_2$ , можно пользоваться технически более простым способом определения  $T$  по полосам с неразрешенной вращат. структурой. В ряде работ теоретически рассчитаны распределения интенсивности в полосах CN и  $C_2$ , к-рые можно получить с помощью приборов средней дисперсии, и построены графики зависимости  $T$  от отношений полных интенсивностей или интенсивностей голов этих полос [6]. Измерив одно из указанных отношений, по соответств. графику находят  $T$ .

Метод относит. яркостей целесообразно применять для исследования  $T(r)$  в объектах с осевой симметрией, т. к. он практически не может обеспечить необходимую точность.

Методы абсолютной и относительной интенсивности в применении к оптически толстым источникам света. Полная яркость

спектральной линии, излучаемой однородным оптически толстым слоем газа, равна:

$$B(T) = \frac{C_1}{2\pi^2\lambda^2} \left[ \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \right] \left[ \frac{N A_m n g_m l \delta\lambda}{2cU_a} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где  $l$  — толщина излучающего слоя,  $\delta\lambda$  — полуширина спектральной линии,  $c$  — скорость света. Ф-ла (14) получена в предположении, что форма спектральной линии определяется только эффектом Доплера и столкновениями и что линия не самообращена (см. Самообращение спектральных линий). Выражение (14) может быть применено при измерении  $T$  как по абс. значению яркости одной линии, так и по отношению яркостей двух линий [8].

При большой оптич. толщине излучающего однородного слоя интенсивность в центре достигает интенсивности черного тела при  $T$  исследуемого объекта. Выделив излучение в центре спектральной линии с помощью прибора высокой разрешающей силы, можно определить истинную  $T$  яркостным, а если имеются две линии, интенсивность к-рых достигла насыщения, то и цветовыми методами [8]. Однако в реальных объектах при большой оптич. толщине излучающего слоя почти всегда наряду с самопоглощением линий имеет место их самообращение. Это резко ограничивает область применимости рассматриваемых методов.

Метод поглощения. Темп-ру однородного оптически толстого слоя газа или плазмы можно найти по поглощению в этом слое атомных или молекулярных линий. Пусть, напр., при освещении нек-рого слоя вспомогат. источником света со сплошным спектром получены спектральные полосы поглощения (с разрешенной вращат. структурой) присутствующих в слое молекул. В этом случае измеряются интегральные показатели поглощения вращат. линий  $\int k(\nu) d\nu$  [ $\nu$  — частота,  $k(\nu)$  — натуральный показатель поглощения] и затем строится график зависимости  $\ln \left[ \int k(\nu) d\nu / g_j'' [j; j''] \right]$  от энергий нижних уровней  $E_j$ . Если заселенности вращат. уровней подчиняются закону Больцмана, то эта зависимость будет линейной, а по наклону прямой можно определить  $T$ .

Метод Фаулера — Ларенца [6]. Распределение  $T(r)$  в оптически тонком столбе термически равновесной плазмы, обладающей осевой симметрией, может быть найдено по расположению вдоль радиуса столба максимумов интенсивностей спектральных линий, излучаемых атомами различных степеней ионизации. Интенсивность спектральной линии [см. (11)] экспоненциально растет с увеличением  $T$  пока степень ионизации излучающих атомов  $x \ll 1$ . При  $x \rightarrow 1$  концентрация атомов очень быстро убывает. Интенсивность линии, достигнув максимума при нек-ром значении  $\tilde{T}$ , при  $T > \tilde{T}$  также начинает быстро убывать. В случае частично ионизованного одноатомного газа  $\tilde{T}$  может быть найдена из ур-ния:

$$\frac{h^3}{2(2\pi m)^{3/2}} \frac{U_a}{U_i} (k\tilde{T})^{-5/2} P \exp\left(\frac{E_i}{k\tilde{T}}\right) = \left[ \frac{E_i + 2,5k\tilde{T}}{E_B - k\tilde{T}} \right]^2 - 1, \quad (15)$$

где  $U_a$  и  $U_i$  — статистич. суммы по состояниям, соответственно, атомов и ионов,  $E_i$  — энергия ионизации атомов,  $E_B$  — энергия возбуждения данной спектральной линии,  $P$  — полное давление. Аналогичные выражения могут быть написаны также и для случаев многократно ионизованной плазмы или же плазмы в смеси газов. Из (15) следует, что при  $P = \text{const}$  в 1-м приближении  $\tilde{T}$  прямо пропорционально  $E_i$ . С ростом энергии возбуждения  $\tilde{T}$  растет почти линейно, но медленно — всего на 10—15% при удвоении  $E_i$ . Поэтому исследовать распределение  $T(r)$  по спектральным линиям, принадлежащим одной ступени ионизации, практически нельзя. Распределение  $T(r)$  будет найдено тем точнее, чем больше точек  $T$  зафиксировано на радиусе, т. е. чем выше  $T_{\text{max}}$  на оси столба плазмы.

Ход темп-ры между соседними точками  $\tilde{T}_i$  и  $\tilde{T}_{i+1}$  определяется по отношению к ходу интенсивности спектральной линии, принадлежащей  $i$ -кратно ионизованным атомам. Метод Фаулера — Ларенца пригоден лишь при  $T_{\text{max}} \geq 10^4$  °К. Среди недостатков метода следует отметить чувствительность значений  $\tilde{T}$  даже к относительно небольшому (и часто не контролируемому) содержанию примесей, а также известную неоднозначность  $E_i$ , зависящей от плотности заряженных частиц в плазме.

Метод Бартельса [6]. Если спектральные линии, излучаемые оптически толстым неоднородным столбом плазмы, обладающим осевой симметрией, испытывают самообращение, то  $T$  на оси столба, а также  $T(r)$  могут быть найдены по измеренным значениям макс. интенсивности  $I_{\text{обр}}$  в крыле самообращенной нерезонансной линии. При наблюдении перпендикулярно плоскости, проходящей через ось симметрии,  $I_{\text{обр}}$  можно чисто формально представить в виде зависимости от темп-ры плазмы  $T_{\text{max}}$  на пересечении луча зрения с указанной плоскостью и от значений двух параметров  $M$  и  $p$ , характеризующих относит. распределение интенсивности линии вдоль луча зрения:

$$I_{\text{обр}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} M \bar{Y}_{\text{max}}(p) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{\text{max}}}\right), \quad (16)$$

где  $\bar{Y}_{\text{max}}(p)$  — максимум нек-рой ф-ции  $\bar{Y}(p)$ . Если оптич. толщина плазмы  $kl \geq 2$  (см. Поглощение света), то для линий, оканчивающихся на высоко лежащих уровнях с энергией  $E_n \gg kT_{\text{max}}$ , параметры  $M$  и  $p$  приближаются к определенным граничным значениям, зависящим от механизма уширения линии. В этом случае  $T_{\text{max}}$  вычисляется методом последоват. приближений. Соотношение (16) можно применять для определения  $T_{\text{max}} \leq 10^4$  °К. При  $T_{\text{max}} > 10^4$  °К необходимо учитывать индуцированное излучение. При любых  $T$  плазма предполагается химически однородной, причем макс. степень ионизации атомов, излучающих исследуемую линию, не должна превышать ~10%. Нижняя граница оптич. толщины плазмы  $kl$  (для каждой линии в отдельности) определяется требованием независимости  $I_{\text{обр}}$  от  $kl$ , верхняя граница — требованием четливой различимости  $I_{\text{обр}}$  на фоне сплошного спектра. Для измерения  $I_{\text{обр}}$  обычно пригоден спектральный прибор средней дисперсии. При  $T_{\text{max}} \sim 10^4$  °К погрешность определения  $T$  может, по-видимому, не превышать 5—10%.

Определение температуры по доплеровскому уширению спектральных линий (см. Доплера эффект). Когда уширение спектральной линии обусловлено в основном эффектом Доплера, полуширина линии  $\delta\lambda_D$  равна:

$$\delta\lambda_D = (2\lambda/c) (2RT \ln 2/M)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $\lambda$  — длина волны спектральной линии;  $M$  — молекулярный (или атомный) вес частиц, излучающих данную линию;  $R$  — газовая постоянная. Для оптически тонкого излучающего слоя по измеренной величине  $\delta\lambda_D$  и ф-ле (17) можно вычислить  $T$ . При больших значениях  $\delta\lambda$  этим методом можно воспользоваться для исследования  $T(r)$  в столбе плазмы. В термически неравновесной плазме распределение атомов и молекул по скоростям часто близко к максвелловскому и тогда по уширению спектральных линий определяется т. н. темп-ра газа  $T_g$ .

Определение температуры по контуру линии томсоновского рассеяния [10]. При падении на однородную плазму почти монохроматич. светового потока интенсивности  $I_0$ , интенсивность  $I$  рассеянного на свободных электронах потока пропорциональна  $I_0 N_e \sigma$ , где  $N_e$  — концентрация электронов,  $\sigma$  — полное сечение рассеяния. Вследствие теплового движения электронов рассеянный поток не будет уже монохроматическим, а приобретает доплеровскую форму распределения по спектру с полушириной  $\delta\lambda_D$  (17), определяемой темп-рой электронов  $T_e$ . Возможности наблюдения  $I$  затруднены чрезвычайной малостью  $\sigma$ . Они становятся, по-видимому, реальными лишь при условии применения квантовых генераторов, позволяющих получить достаточно большие значения  $I_0$  и, вместе с тем, высокую степень монохроматичности потока. Т. к. полуширина линии рассеяния велика (десятьк  $\lambda$ ), причинное излучение легко отфильтровывается. Согласно оценкам, этот метод может быть применен при концентрациях  $N_e \sim 10^{13} - 10^{16}$ . Экспериментальная проверка его еще не завершена.

Определение температуры плазмы по спектру рекомбинационного излучения [9, 11, 12]. Непрерывное излучение плазмы возникает гл.обр. в процессах рекомбинации электронов и ионов, а также при торможении свободных электронов в поле ионов. При  $T \sim 10^4$  °К в области спектра  $\nu \geq 10^{14}$  сек<sup>-1</sup> тормозным излучением можно пренебречь по сравнению с рекомбинационным. В условиях, когда  $\nu$  превышает т. н. граничную частоту  $\nu_g \approx (E_i - E_n)/h$  ( $E_i$  — энергия ионизации атома;  $E_n$  — энергия нижнего возбужденного уровня, вероятность рекомбинации на  $k$ -ый еще велика), спектральная яркость рекомбинационного излучения оптически тонкого слоя плазмы спадает по закону:

$$B(\nu, T) \sim \exp(-h\nu/kT) \cdot \xi(\nu, T), \quad (18)$$

где  $\xi(\nu, T)$  — поправочная ф-ция (для водорода она тождественно равна 1, для нек-рых др. атомов вычислена [12], причем для многих газов практически не зависит от  $T$ ). Из (18) следует, что график зависимости  $\ln [B(\nu, T)/\xi(\nu, T)]$  от частоты должен быть линейным, а по наклону прямой можно найти  $T$ . Если плазма термически неравновесна, но распределение электронов по скоростям близко к максвелловскому, этот метод дает темп-ру электронов  $T_e$ . В ближней инфракрасной области спектра абс. яркость тормозного и рекомбинационного излучений пропорциональна  $N_e^2 T^{-1/2}$  и в 1-м приближении не зависит от  $\nu$ . Поэтому по измеренной абс. яркости сплошного спектра целесообразно определять концентрацию электронов, а не непосредственно  $T$ .

Определение температуры плазмы по плотности заряженных частиц. Если плазма находится в состоянии термич. равновесия и хим. состав ее известен, то, измерив концентрацию заряженных частиц в ней, можно затем по ф-ле Саха вычислить ее  $T$ . Концентрация заряженных частиц, вообще говоря, может быть определена многими способами: по уширению и сдвигу спектральных линий, по абс. яркости сплошного спектра рекомбинационного

и тормозного излучений электронов, по интенсивности линий автоионизации, наконец, неоптич. методами (микроволновыми, зондовыми). Однако в настоящее время из оптич. методов достаточно полно разработаны и дают удовлетворит. точность лишь методы, основанные на измерении полуширины или контура тех спектральных линий, уширение к-рых обусловлено линейным шарк-эффектом (линии водорода и водородоподобных ионов, нек-рые линии He I и т. д., см. *Штарка явление*).

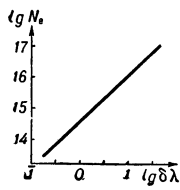


Рис. 3. Зависимость полуширины спектральной линии водорода  $H_{\beta}$  (в Å) от концентрации электронов (в логарифмич. масштабе).

в исследуемом газе звуковой или ударной волны; с помощью корпускулярных пучков. Описание нек-рых из этих методов см. в ст. *Аэродинамический эксперимент* и в [6].

Лит.: 1) Р и б о Г., Оптическая пиromетрия, пер. с франц., М. — Л., 1934; 2) Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. 35 и 36; 3) Н а г г и с о н Т. R., Radiation pyrometry and its underlying principles of radiant heat transfer, N. Y. — L., 1960; 4) Temperature, its measurement and control in science and industry, v. 1—2, N. Y., 1941—55 (есть перевод 2-го тома: Температура и ее измерение. Сб. докладов на III Международном симпозиуме по термометрии, пер. с англ., М., 1960); 5) С о б о л е в Н. Н. и др.), «ЖТФ», 1959, т. 29, № 1, с. 27—36, 37—44; 6) Оптическая пиromетрия плазмы. Сб. статей [пер. с англ.], под ред. Н. Н. Соболева, М., 1960; 7) Optical spectrometric measurement of high temperatures, ed. P. J. Dickerman, Chicago, 1961; 8) С о б о л е в Н. Н., Оптические методы измерения температуры пламени, «Тр. Физ. ин-та АН СССР», 1956, т. 7, с. 159; 9) С о б о л е в Н. Н. и др.), «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1958, т. 22, № 6, с. 730; 10) Н u g h e s Т. P., «Nature», 1962, v. 194, № 4825, p. 268; 11) Д р о н о в А. Ш. и др.), «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, № 6, с. 677; 12) Б и б е р м а н Л. М. и др.), там же, 1960, т. 8, № 4, с. 433; 1961, т. 10, № 5, с. 565; 13) Г т и е Н. R. [а. о.], «Phys. Rev.», 1959, v. 116, № 1, p. 4; 14) Китаева В. Ф. [и др.], «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, № 2, с. 178.

Н. Н. Соболев, В. Н. Колесников.

**ПИРОМЕТРЫ** — приборы для измерения высоких температур ( $> 600^{\circ}\text{C}$ ; приборы для измерения темп-ры  $T < 600^{\circ}\text{C}$  наз. *термометрами*). Различают П.: 1) термоэлектрические, 2) суммарного излучения, 3) монохроматические (яркостные), 4) 2-цветовые (или просто цветовые). В термоэлектрич. П. чувствит. элемент (термопара) приводится в непосредственный контакт с объектом измерения [1]. Остальные П. — приборы бесконтактные и их температурная шкала воспроизводится на основе законов излучения абсолютно черного тела. Полная энергетич. яркость  $B^{\circ}$  абс. черного тела связана с его абс. темп-рой  $T$  Стефана—Больцмана законом излучения

$$B^{\circ}(T) \equiv \int B^{\circ}(\lambda, T) d\lambda = (\sigma/\pi) T^4,$$

где  $\lambda$  — длина волны света,  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана. П. суммарного излучения [2, 3] (часто наз. также радиационным П.) состоит (рис. 1) из объектива 1, фокусирующего излучение на приемник 2. Сигнал приемника, в идеальных условиях пропорциональный  $B^{\circ}(T)$ , регистрируется измерительным прибором 3. С помощью объектива 1, зеркала 4 и окуляра 5 П. визуально наводится на исследуемый объект. В качестве приемника излучения обычно применяется термоэлемент (термостолбик). В реальных приборах сигнал приемника не пропорционален  $B^{\circ}(T)$ .

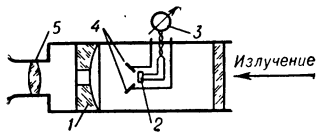


Рис. 1. Схема радиационного П. рефлекторного типа.

На его величину влияют конкретные условия теплообмена приемника с другими деталями прибора, отступления от неселективности и т. п. Поэтому П. градуируют по абс. черному телу и шкалу прибора 3 размечают непосредственно в  $^{\circ}\text{C}$ . При определении  $T$  нечерного тела П. суммарного излучения дает т. н. *радиационную температуру* тела, к-рая тем ближе к истинной, чем ближе к 1 полная излучат. способность тела. П. суммарного излучения просты в производстве и эксплуатации; они позволяют легко реализовать автоматич. запись и контроль темп-ры. Основной недостаток этого класса П. — возможность значительных погрешностей (см. *Пиromетрия оптическая*).

Оптические монохроматич. П. (яркостные) [2, 3] основаны на однозначной связи темп-ры абс. черного тела и спектральной плотности его яркости  $B(\lambda, T)$  (см. *Планк закон излучения*). В  $(\lambda, T)$  измеряют, сравнивая спектральную яркость объекта с яркостью специальной пиromетрич. лампы, вмонтированной в П. Яркостный П. состоит (рис. 2) из объектива 3, дающего действительное изображение объекта в месте

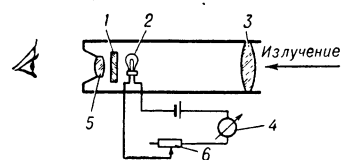


Рис. 2. Схема визуального яркостного П. с исчезающей нитью.

расположения нити пиromетрич. лампы 2. Фильтр 1 монохроматизирует излучения объекта и лампы. Яркость лампы изменяют, регулируя ток реостатом 6, до «исчезновения» ее нити на фоне изображения объекта. В момент «исчезновения» нити производится отсчет по шкале измерит. прибора 4. Последняя градуируется обычно в  $^{\circ}\text{C}$  и в случае нечерного тела дает значение его *яркостной температуры*. Для определения истинной  $T$  необходимо знать спектральную излучат. способность объекта в эффективной длине волны  $\lambda_{\text{эфф}}$ , определяемой областью спектра, в к-рой проводится измерения (обычно  $\lambda_{\text{эфф}} = 0,65 \text{ мк}$ ) [3]. Верхний предел измеряемых темп-р ограничен предельно допустимой темп-рой нити пиromетрич. лампы и может быть повышен с помощью нейтральных поглотителей с известным пропусканием, устанавливаемыми перед П. Примененный в описанном яркостном П. метод измерения является по существу нулевым; роль нуль-индикатора выполняет глаз наблюдателя или объективные приемники (*фотоэлементы* и пр.). В последнем случае обычно светофильтр 1 заменяют призмным монохроматором. Такие П. наз. с п е к т р о п и р о м е т р а м и; с их помощью производят обычно померку оптич. яркостных П. К конструктивным разновидностям оптич. яркостного П. относится т. н. яркостной П. клинового типа, в к-ром яркость пиromетрич. лампы остается неизменной, а яркость пучка излучения от объекта изменяется введением в пучок нейтрального оптич. клина переменной плотности. Величина перемещения клина служит мерой темп-ры объекта.

Оптические 2-цветовые П. [3, 4] регистрируют величину отношения  $R$  спектральных яркостей исследуемого объекта в двух длинах волн:

$$R = B(\lambda_1, T)/B(\lambda_2, T).$$

Это отношение — однозначная ф-ция темп-ры  $T$  излучающего абс. черного тела. Для измерения  $R$  перед объективом 4 (рис. 3) помещен вращающийся

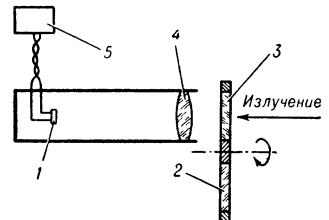


Рис. 3. Схема фотоэлектрического одноканального цветового П.



диск-модулятор с укрепленными на нем светофильтрами 2 и 3. Т. о., на приемнике 1 попеременно фокусируется излучение длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Регистрирующая схема 5 включает обычно синхронный детектор, управляемый модулятором, и *логометр* (или самописец). Градуировка П. производится по абс. черному телу. В общем случае нечерного тела П. указывает т. н. *цветосую температуру* тела. Преимущество цветовой П. заключается в том, что цветовая темп-ра обычно ближе к истинной, чем яркостная или радиационная. В табл. приведены нек-рые данные о серийных отечеств. П.

Название П.	Тип	Пределы измер. (°С)	Погрешность
ОП-48 . . . . .	Оптический яркостной пирометр	900—3000	до 0,5%
РАПИР . . . . .	Пирометр суммарного излучения	100—4000	до 1,0%
ПИРСО-1 . . . . .	Цветовой пирометр	600—1400	до 1%
СПП-58 . . . . .	Спектропирометр	900—1400 и выше	0,1%

Лит.: 1) Преображенский В. П., Теплотехнические измерения и приборы, 2. изд., М. — Л., 1953; 2) Гаррисон Т., Радиационная пирометрия, пер. с англ., М., 1964; 3) Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М., 1934; 4) Методы измерения температур в промышленности, под общ. ред. А. Н. Гордова, М., 1952.  
Е. Т. Антропов, В. Н. Колесников.

**ПИРОФИЛЛИТ** — минерал состава  $Al_2[Si_4O_{10}][OH]_2$ ; содержит в виде примесей MgO, FeO и  $Fe_2O_3$ . Моноклинный. Пространств. группа  $C_{2h}^2 - C2/c$  или  $C_s^2 - Cc$ . Параметры элементарной ячейки (в Å):  $a = 5,15$ ,  $b = 8,92$ ,  $c = 18,59$ . Количество молекул в элементарной ячейке  $M = 4$ . Угол моноклинности  $\beta = 99^\circ 55'$ . Спайность весьма совершенная в одном направлении. Жирный на ощупь, напоминает тальк. Твердость по Моосу 1—1,5. Уд. вес 2,66—2,90 г/см<sup>3</sup>. Окраска светлая, блеск перламутровый, мерцающий. Показатели преломления  $N_g = 1,60$ ,  $N_m = 1,59$ ,  $N_p = 1,55$ . Угол оптич. осей  $2\Omega = 53—60^\circ$ . Огнеупорен и кислотоупорен. На кривых нагревания обнаруживается площадка при 730° С, связанная с выделением гидроксила и перестройкой решетки. Магнезиальные разности имеют площадку при 870°, железистые — при 180°С. Ценный материал для огнеупорных изоляторов. М. О. Кляш.

**ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО** — явление возникновения электрических зарядов на поверхности кристаллич. диэлектриков при их нагревании или охлаждении. При этом один конец пирозлектрика при нагревании заряжается положительно, а при охлаждении отрицательно, другой — наоборот. Интенсивность электризации зависит от скорости изменения темп-ры. Величина заряда известных пирозлектриков, как правило, не превышает неск. сотен абс. единиц заряда на 1 см<sup>2</sup> [1].

Появление зарядов на поверхности пирозлектрика связано с изменением существующей внутри него самопроизвольной (спонтанной) поляризации при нагревании кристалла. Такая поляризация, т. е. дополнит. смещение зарядов диэлектрика в одном направлении в отсутствие внешнего электрич. поля, характеризуется тем, что дипольный момент  $\iiint \rho(r) dx dy dz$  ядерного и электронного зарядов  $\rho(r)$  пирозлектрич. кристалла отличен от нуля [2]. Поэтому пирозлектриками могут быть лишь такие кристаллы, в к-рых существует выделенное направление, остающееся неизменным при всех преобразованиях симметрии. Этому условию удовлетворяют лишь те группы симметрии, к-рые характеризуются операциями поворота вокруг одной оси симметрии и, возможно, отра-

жениями в плоскостях симметрии, проходящими через выделенную ось (особенное полярное направление). В частности, пирозлектриками не могут быть кристаллы, обладающие центром симметрии. Особенности полярные оси, а следовательно, и пирозлектрические явления возможны лишь в следующих 10 (из 32) кристаллографических классах: 1 (триклинная система); 2,  $m$  (моноклинная система);  $mm2$  (ромбич. система); 3,  $3m$  (тригональная система); 4,  $4m$  (тетрагональная система); 6,  $6m$  (гексагональная система) [3, 4].

Зависимость между поляризацией и напряженностью электрич. поля у пирозлектрич. и сегнетоэлектрич. кристаллов имеет вид

$$P_m = P_{0m} + \kappa_{mk} E_k \quad (m = 1, 2, 3), \quad (1)$$

где  $P_0$  — постоянный вектор, а совокупность величин  $\kappa_{mk}$  составляет тензор диэлектрич. восприимчивости. Наличие члена  $P_0$  в (1) означает, что диэлектрик поляризован и в отсутствие внешнего электрич. поля; это характерно для пирозлектриков и сегнетоэлектриков. В обычных условиях на поверхности пирозлектрика не наблюдается поляризационных зарядов. Это связано с тем, что под действием внутреннего поля  $E$  в таком диэлектрике возникает малый ток, который будет течь до тех пор, пока свободные заряды, образующиеся на поверхности, не заэкранируют полностью поляризац. заряды и не приведут к исчезновению поля внутри кристалла. В этом же направлении действуют и ионы, оседающие на поверхности диэлектрика из воздуха [4]. При быстром изменении темп-ры кристалла на  $\Delta T$  его спонтанная поляризация изменится на  $\Delta P_{0m}$ , а на поверхности появится заряд  $\sigma_m = \Delta P_{0m} = p_m \Delta T$  ( $p_m$  — пирозлектрич. константа). Со временем этот заряд заэкранируется свободными зарядами (если темп-ра кристалла останется постоянной).

Пирозлектрич. эффект обычно усложняется тем, что каждый пирозлектрич. кристалл является одновременно и пьезоэлектриком [5]. Поэтому неоднородное изменение температуры кристалла вызовет деформацию, а последняя породит «вторичную» поляризацию пьезоэлектрич. происхождения, налагающуюся на «первичную» пирозлектрическую поляризацию. Первичное П. — то, к-рое наблюдалось бы в кристалле, для к-рого запрещены все деформации; его можно назвать П. при постоянной деформации. Вторичным можно назвать П. при постоянной деформации. Вторичным можно назвать П. при постоянном напряжении. Все 10 классов кристаллов, обладающих первичным П., имеют также вторичный эффект. С другой стороны, некоторые кристаллы, например кварц, не включенные в указанные 10 классов, могут обладать только вторичным пирозлектрическим эффектом, обусловленным тем, что кристалл является пьезоэлектриком [1].

Теория пирозлектрического эффекта вытекает из указанного предположения о наличии в пирозлектрич. кристаллах самопроизвольной поляризации, способной изменяться в зависимости от темп-ры. Рассматривается общее выражение для свободной энергии  $\Phi$  кристалла, учитывающее механич., электрич. и тепловые эффекты [1]. Предполагается, что кристаллич. пластинка подвергается одновременно воздействию произвольного однородного механич. напряжения, однородного электрич. поля любой ориентации, а также имеет темп-ру, отличающуюся на величину  $\Delta T$  от нек-рой равновесной темп-ры  $T$ . Оси пространственной системы координат направляются параллельно главным ортогональным осям кристалла. Предполагается также, что кристалл нагревается равномерно и что при начальной темп-ре поляризационные заряды нейтрализованы свободными зарядами. При этих условиях производная от

$\Phi$  по  $E$ , равная поляризации кристалла, запишется в виде:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E_m} = P_m = \sum_k^3 \chi_{mk} E_k - \sum_h^6 d_{mh} X_h + \Delta T p'_m, \quad (2)$$

где  $\chi_{mk}$  — диэлектрич. восприимчивость;  $d_{mh}$  — пьезоэлектрич. модули;  $p'_m$  — первичная пьезоэлектрич. константа;  $E_k$  — компонента любого случайного поля, включая деполяризующее поле, вызванное самими поляризац. зарядами. Компонента механ. напряжения  $X_h$  соответствует изменению темп-ры на  $\Delta T$ :

$X_h = -\sum_i^6 c_{ih}^E x_i$ , где  $c_{ih}^E$  — модуль упругости при постоянной  $E$ ,  $x_i$  — деформация; так как  $x_i$  является компонентой теплового расширения, то  $x_i = a_i \Delta T$  ( $a_i$  — коэффициент теплового расширения), т. е.

$X_h = -\Delta T \sum_i^6 c_{ih}^E a_i$ . Поэтому пьезоэлектрич. часть (2)

примет вид  $\Delta T \sum_i^6 e_{mi} a_i$ , где  $e_{mi} = \sum_h^6 d_{mh} c_{ih}^E$  — пьезоэлектрич. константа. Учитывая, что поле  $E_k$  в экспериментальных условиях обычно равно нулю вследствие нейтрализации поляризационных зарядов свободными зарядами, можно опустить первое слагаемое в (2). Тогда оставшиеся члены в (2) будут соответствовать изменению спонтанной поляризации за счет механ. напряжения и изменения темп-ры:

$$\Delta P_{0m} = \Delta T \left( \sum_i^6 e_{mi} a_i + p'_m \right) \equiv \Delta T (p''_m + p'_m), \quad (3)$$

где  $p''_m = \sum_i^6 e_{mi} a_i$  — компонента пьезоэлектрич. константы, соответствующая деформации. Эта пьезоэлектрич. часть всей пьезоэлектрич. поляризации соответствует вторичному пьезоэлектрич. эффекту. Полная пьезоэлектрич. константа  $p_m$ , согласно (3), равна:

$$p_m = p'_m + p''_m = \Delta P_{0m} / \Delta T; \quad (4)$$

здесь  $m$  — направление одной из кристаллографич. осей кристалла. Для первичного пьезоэффекта  $m$ , как правило, имеет только одно значение. Константа  $p_m > 0$ , если возрастание темп-ры вызывает пьезоэлектрич. поляризацию в направлении, принятом за положительное для данного кристалла.

Пьезоэлектрич. константы определялись для ряда кристаллов. Наиболее исследованы в этом отношении турмалин и сегнетова соль (см. табл.).

Пьезоэлектрическая постоянная  $p$  турмалина (в эл.ст.ед./град · см<sup>2</sup>).

Цвет	Темп-ра (°C)		
	-250	+20	+648
Желто-зеленый . . . . .	0,08	1,28	1,86
Розово-красный . . . . .	0,08	1,31	1,94
Сине-зеленый . . . . .	0,04	1,06	1,52

Полная пьезоэлектрич. константа сегнетовой соли имеет экстремальные значения в точках Кюри, уменьшаясь до нуля и изменяя знак в области 5°C; вблизи 18°С  $p \sim 50$  эл.ст.ед./град · см<sup>2</sup>. На основании ур-ния (4), пользуясь экспериментальными значениями  $p$  между точками Кюри, можно построить зависимость  $P_0$  от  $T$  для сегнетовой соли (в точках Кюри  $P_0 = 0$ ). Эта зависимость согласуется с кривой  $P_0(T)$ , полученной из др. данных (см. рис.). Для разделения констант  $p'_m$  и  $p''_m$  в (3) и (4) надо знать не только  $p_m$ , но

также и пьезоэлектрич. константы и коэфф. теплового расширения. Современные данные говорят о том, что вторичный пьезоэлектрич. эффект в турмалине и сегнетовой соли преобладает над первичным [1].

В пьезоэлектрич. кристаллах может наблюдаться обратный, т. н. электрокалорический эффект — изменение темп-ры пьезоэлектрика, вызванное изменением величины электрич. поля (например, при внесении пьезоэлектрика в электрич. поле) [1, 6]. Для элементарного объема изменение энергии кристалла  $dU = TdS + EdP$  или  $d(U - EP) = TdS - PdE$ . Отсюда следует, что  $\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_E$ . Из этого соотношения легко получается выражение для электрокалорич. коэфф.:

$$q = \frac{\partial T}{\partial E} = -\frac{pT}{\rho C J}, \quad (5)$$

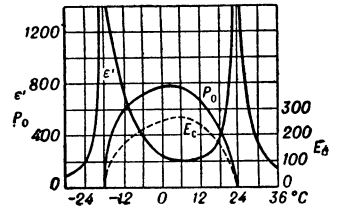
где  $p = \partial P_0 / \partial T$  — пьезоэлектрич. константа,  $\rho$  — плотность,  $C$  — удельная теплоемкость,  $J$  — механ. эквивалент тепла. Соотношение (5) можно также получить, взяв производную от  $\Phi$  по  $T$  [1]. Из (5) следует, что когда  $p > 0$ , то  $q < 0$ , так что положительное приращение  $\Delta E$  ведет к уменьшению темп-ры кристалла. Для турмалина  $q = -1,4 \cdot 10^{-5}$  град/эл. ст. ед. П. П. Кобеко и И. В. Курчатова впервые предсказали электрокалорич. эффект в сегнетовой соли и экспериментально показали, что в этом случае  $q$  вблизи точек Кюри во много раз больше, чем для турмалина.

Существующие молекулярные или атомные теории П. не вышли еще из начальной стадии своего развития. Наиболее последовательной из них является теория М. Борна [7]. Характерная особенность П. — его связь с ангармоничностью колебаний кристаллич. решетки.

Помимо рассмотренного П., наз. векторным, различают еще т. н. тензорное П. — появление небольших зарядов одинаковых знаков на ребрах кристалла по концам определенных осей при неравномерном нагревании. Упомянутое в литературе [8, 9] отожествление пьезоэлектриков с *электретами* не совсем правильно, так как поляризация электретов не является термодинамически устойчивой величиной. Пьезоэлектрич. эффект можно использовать в практич. целях для обнаружения инфракрасного излучения (можно измерить изменение темп-ры пьезоэлектрич. кристалла на величину  $\sim 10^{-6}$ °C [1]).

Лит.: 1) Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949, гл. 3, § 23; гл. 7, § 103—106; гл. 29, § 515—525; гл. 31, § 545; 2) Кенциг В., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1960, гл. 1, § 1; 3) Филит Е. Е., Начала кристаллографии, М., 1952, гл. 6, с. 74—75; гл. 17, с. 220—23; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1957 (Теор. физика), гл. 2, § 13; 5) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952, гл. 3, § 2; 6) Дебай П., Зак Г., Теория электрических свойств молекул, Л.—М., 1936, гл. 4, § 21; 7) Борн М., Гёпперт-Мейер М., Теория твердого тела, Л.—М., 1938, гл. 4, § 32, с. 232—34; 8) Зоммерфельд А., Электродинамика, пер. с нем., М., 1958, гл. 2, § 11, с. 115—17; 9) Жданов Г. С., Физика твердого тела, М., 1962, гл. 9, § 1. А. Н. Губкин.

**ПИРРОТИН** (магнитный колчедан) — минерал состава  $Fe_{1-x}S$ . Содержит в виде примесей Ni, Co, Cu и др. Обычно встречается в виде зернистых агрегатов, образующих сплошные массы, или в виде



Диэлектрическая проницаемость в слабом поле  $\epsilon'$ , спонтанная поляризация  $P_0$  (в абс. эл. ст./см<sup>2</sup>) и коэрцитивная сила  $E_c$  (в в/см) для сегнетовой соли (частота 1000 гц) [1, 5].

вкрапленый зерен неправильной формы. Редко дает кристаллы таблитчатого, столбчатого или пирамидального облика. Симметрия гексагональная. Пространственная группа  $D_{6h}^{2h} - C6/mmc$ . Параметры элементарной ячейки (в Å):  $a = 3,44, c = 5,69$ . По мере увеличения дефицита железа величина элементарной ячейки уменьшается: для  $Fe_{22}S_{33}$   $c = 5,798$ , для  $Fe_6S_7$   $c = 5,661$ . Чаще всего встречается П. состава от  $Fe_6S_7$  до  $Fe_{11}S_{12}$ . Испытывает полиморфные превращения при темп-рах 130—140° и 320—330° С. При  $x \approx 0,413$  становится моноклинным. Для моноклинной фазы (в Å):  $a = 5,94, b = 3,43, c = 5,68$ . Угол моноклинности  $\beta = 90^{\circ}30'$ . Для высокотемпературного ( $t_{пер} = 130^{\circ}$ ) ромбич. П.  $a : b : c = 0,579 : 1 : 0,927$ . Гексагональный П. имеет несовершенную спайность по призме и весьма несовершенную по базису. Хрупок, твердость по Моосу 3,5—4,5. Уд. вес 4,58—4,70 г/см<sup>3</sup> (вычисленный — 4,69 г/см<sup>3</sup>). Непрозрачен; блеск металлический; цвет бронзово-желтый с бурой побежалостью;  $t_{пл} 1170^{\circ}$  С. Теплота образования ок. 20 ккал. Двойникование по {1012}. Хороший проводник электричества. Магнитен. Магнитная восприимчивость и др. магнитные свойства изменяются в широком интервале в зависимости от состава. Гексагональные П., относительно бедные серой, парамагнитны; богатые серой разновидности — ферромагнитны. Магнитность теряется при нагревании выше 346° С. Моноклинные П. состава от  $Fe_{16}S_{17}$  до  $Fe_5S_6$  ферромагнитны, причем магнитная проницаемость повышается с увеличением содержания серы. Направление наибольшего намагничивания [1120]. М. О. Кляя.

**ПИ-СВЯЗЬ** (п-связь) — хим. связь, образованная π-электронами. См. Сигма-связь.

**ПИСТОНФОН** — прибор для проведения абсолютной градуировки измерительных приемников звука (микрофонов или гидрофонов) при низких звуковых частотах. В литературе этот прибор наз. также насосом, метод градуировки — методом насоса. П. состоит из полости, в к-рую помещается градуируемый приемник (или только его чувствительная мембрана), и поршня, совершающего возвратно-поступательное движение и этим вызывающего сжатия и разрежения воздуха в полости П. Часто роль поршня выполняет диффузор электродинамич. системы. Величина звукового давления рассчитывается по ф-ле  $p = \gamma p_0 S u / V$  (где  $u$  — перемещение поршня площади  $S$ ;  $V$  — объем полости,  $p_0$  — атм. давление,  $\gamma = c_p / c_v$  — отношение теплоемкостей газа) при условии, что стенки П. и градуируемый приемник могут считаться жесткими, а все размеры полости П. малы по сравнению с длиной волны. Величина  $u$  обычно измеряется микроскопом. На самых низких частотах (единицы и доли гу) нарушается нормальный адиабатич. закон деформации газа из-за охлаждающего влияния стенок, что приводит к необходимости вносить термодинамич. поправку при расчете давления [2]. Погрешность, связанная с частичным увлечением жидкости — смазки в зазоре, снижается применением дифференциального поршня [3]. Современный П. имеет вид портативного прибора: напр., у П. типа 4220 Б.-К. вместе с батареями для питания поршня длина 230 мм, диам. 36 мм, вес 0,7 кг. Этот П. обеспечивает точность 0,2 дб при градуировке микрофонов и шумомеров на частоте 250 гу. Применение П. с водой для градуировки гидрофонов наталкивается на значительные трудности из-за недостаточной жесткости стенок полости и малой сжимаемости воды.

Лит.: 1) Беранек Л., Акустические измерения, М.—Л., 1956; 2) Русаков И. Г., Термодинамическая поправка в методе насоса, «Тр. Комиссии по акустике», 1955, сб. 8, с. 76—81; 3) Merghat J., Vlicek M., Pistonphone with differential piston, «J. Acoust. Soc. America», 1958, v. 30, № 4, p. 263. И. Г. Русаков.

**ПИТО ТРУБКА** — прибор для измерения динамич. напора текущей жидкости. Наз. по имени ее изобретателя А. Пито (А. Pitot). Подробнее см. Трубки гидрометрические.

**ПЛАВАНИЕ ТЕЛ** — состояние равновесия твердого тела, частично или полностью погруженного в жидкость (или газ). Основная задача теории П. т. — определение положений равновесия тела, погруженного в жидкость, и выяснение условий устойчивости равновесия. Простейшие условия П. т. указывает Архимедов закон.

Основные понятия теории П. т.: 1) водоизмещение тела, равное весу воды, вытесненной телом в состоянии равновесия; 2) плоскость возможной грузовой ватерлинии — всякая плоскость, отсекающая от тела объем  $V$ , вес воды в к-ром равен водоизмещению тела; 3) поверхность грузовой ватерлинии — огибающая плоскостей возможных грузовой ватерлиний; 4) центр водоизмещения — центр тяжести объема, отсекаемого от тела плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 5) поверхность центров водоизмещений  $C$  — геометрич. место центров водоизмещений.

Положение равновесия П. т. находится из условия, что равнодействующая (расположенная всегда вертикально) сил давления жидкости на смоченную поверхность тела должна проходить через центр тяжести тела, через центр водоизмещения и быть ортогональной к поверхности  $C$ .

В положении равновесия нормаль, проведенная из центра тяжести тела  $G$  к поверхности  $C$ , должна быть вертикальна; число нормалей к поверхности  $C$ , проходящих через точку  $G$ , дает число возможных положений равновесия плавающего тела. Среди этих положений часть устойчива, а часть неустойчива. Если центр тяжести тела при П. т. находится выше метацентра, то найдутся такие малые смещения тела, к-рые в результате возникновения пары сил (при сохранении объема погруженной части тела), состоящей из силы Архимеда и веса тела, удалят тело от положения первоначального равновесия. Если же центр тяжести тела будет лежать ниже самого низкого метацентра, то благодаря противоположному действию указанной выше пары всякое уклонение тела от положения равновесия не будет увеличиваться с течением времени, и положение равновесия будет, в силу этого, устойчивым. Отсюда получается простой признак устойчивости данного положения П. т.: плавающее тело находится в положении устойчивого равновесия, если расстояние от точки  $G$  до поверхности  $C$ , измеренное по направленной вертикально вниз нормали к поверхности  $C$ , будет минимальным.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952.

**ПЛАВИКОВЫЙ ШПАТ** — минерал химич. состава  $CaF_2$ , то же, что флюорит.

**ПЛАВЛЕНИЕ** — переход твердого кристаллич. вещества в жидкое состояние, происходящий с поглощением теплоты (фазовый переход первого рода). При постоянном внешнем давлении  $p$  П. происходит при определенной темп-ре  $T_{пл}$ , наз. температурой плавления. Зависимость  $T_{пл}$  от  $p$  дается Клапейрона — Клаузиуса уравнением  $dT/dp = T_{пл} \Delta v / \Delta H_{пл}$ , где  $\Delta v = v_{ж} - v_{тв}$  — изменение уд. объема при П.,  $\Delta H_{пл}$  — уд. теплота плавления (см. кривую  $AD$  или  $AD'$ , на рис. 1). Для П. кристаллич. тела к нему должно быть подведено (при  $T = T_{пл}$ ) количество теплоты, равное  $\Delta H_{пл}$ , умноженной на массу плавящегося тела. Термодинамич. движущей силой П. является отклонение твердой и жидкой фаз от равновесия при  $T_{пл}$ , вызванное подведением к системе теплоты. Мерой этого отклонения служит разность химических потенциалов  $\mu_{ж} - \mu_{тв}$ . При П.



$\mu_{ж} - \mu_{тв} < 0$ , т. е. термодинамически стабильна жидкая фаза. П. сопровождается скачкообразным изменением внутренней энергии и ему отвечает резкий максимум на кривой темп-ной зависимости теплоемкости  $c$  (когда  $T = T_{пл}$ ,  $c_p \rightarrow \infty$ ). Однако теплоемкости  $c_p$  и  $c_v$  расплава вблизи  $T_{пл}$  мало отличаются от  $c_p$  и  $c_v$  твердого тела. Процесс, обратный П., — кристаллизация — в равновесных условиях происходит при той же  $T_{пл}$  и с выделением того же количества теплоты, которое поглощается телом при П. Некоторые вещества со сложным молекулярным строением, например *стекла, смолы, полимеры* (при комнатной  $T$  — переохлажденные жидкости), при нагреве постепенно размягчаются и не имеют определенной  $T_{пл}$ . Процесс, приводящий к П. кристаллич. тел при сообщении им теплоты, с микроскопич. точки зрения состоит в следующем.

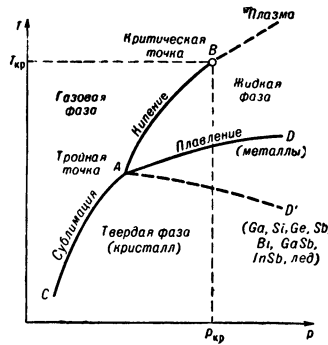


Рис. 1. Диаграмма состояния однокомпонентной системы.

Сообщенная теплота увеличивает энергию колебаний атомов (молекул) тела, что проявляется в повышении его темп-ры. С возрастанием  $T$  увеличивается концентрация *вакансий* в кристаллич. решетке тела в соответствии с ур-нием  $n/N = \exp(-Q/kT)$ , где  $n/N$  — доля вакантных узлов,  $Q$  — энергия активации образования вакансий,  $k$  — Больцмана постоянная. При  $T_{пл}$  концентрация вакансий достигает критич. значения и решетка распадается на легкоподвижные субмикроскопич. области, имеющие обычно то же расположение атомов, что и исходный кристалл, но статистически беспорядочно ориентированные друг относительно друга. Теплота, поступающая при П. извне, затрачивается на некое ослабление межатомных связей и образование вакансий при разделении кристалла на субмикроскопич. области и не увеличивает энергию тепловых колебаний атомов, вследствие чего  $T$  тела в процессе П. сохраняется постоянной. Дальнейший подвод теплоты к уже расплавленному телу (жидкости) вновь ведет к повышению энергии тепловых колебаний атомов или молекул и к монотонному повышению  $T$  жидкости (рис. 2).

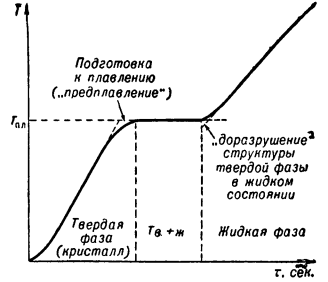


Рис. 2. Темп-ная остановка при плавлении кристаллич. тела. По оси абсцисс отложено время  $t$ , пропорциональное равномерно подводимому к телу количеству теплоты.

Большинство кристаллических тел плавится без изменения ближнего порядка в расположении атомов. Небольшое (на 2—6%) увеличение их объема при П. обусловлено разрывлением границ между упорядоченными областями.  $T_{пл}$  таких веществ с возрастанием  $p$  повышается (рис. 1 — линия AD или рис. 3, а). Однако нек-рые вещества (напр., Si, Ge, Ga, Sb, Bi, полупроводниковые соединения типа  $A_{III}B_{V}$  — InSb, GaSb и др., лед и т. д.) плавятся с уменьшением объема вследствие повышения координационного числа и плотности упаковки атомов при переходе к жидкому состоянию. Их  $T_{пл}$  с увеличением  $p$  сначала повышается, а затем, начиная с тройной

точки, снижается (рис. 1 — линия AD' и рис. 3, б). Последнее обусловлено появлением при высоких  $p$  более плотных кристаллич. модификаций, одна из к-рых имеет структуру, соответствующую ближайшему порядку жидкости. Поскольку взаимное расположение атомов и расстояний между ними после П. у ряда веществ в основном сохраняются, многие физич. свойства таких веществ, обусловленные плотностью упаковки атомов, их тепловыми колебаниями, электронной структурой (напр., плотность, теплоемкость, электропроводность, теплопроводность и др.), при П. изменяются сравнительно мало. Однако, если П. сопровождается изменением электронного строения и типа связи, как, напр., у Si, Ge, Bi, свойства изменяются более радикально. Напр., многие полупроводники при П. переходят в металлич. состояние. Свойства кристаллич.

тел, обусловленные несовершенствами их строения (вакансиями и дислокациями), при П. изменяются очень резко: критич. напряжение сдвига при статич. нагрузках становится близким к нулю, вещество приобретает способность течь (подробнее см. *Жидкости*). Механич. свойства, характеризующие сопротивление пластич. деформации и разрушению, при приближении к  $T_{пл}$  резко падают, а характеристики вязкого течения (ползучесть, внутреннее трение) столь же сильно возрастают. Т. к. П. связано с нек-рым ослаблением межатомных связей,  $\Delta H_{пл}$  составляют лишь 3—4% от теплот *сублимации* веществ, соответствующих полному разрыву этих связей.  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  кристаллич. тел, так же как и темп-ры их кипения и теплоты сублимации, могут служить характеристиками энергии межатомных связей.  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  элементов в зависимости от их атомного номера обнаруживают ярко выраженную двойную периодичность (рис. 4, а и 4, б). Максимумы этих величин для элементов с заполняющимися  $s^2p^6$ -оболочками отвечают ковалентным кристаллам IV группы (C, Si и Ge), имеющим структуру типа алмаза (см. *Алмаза структура*). Для переходных металлов с заполняющейся  $d^{10}$ -оболочкой максимумы соответствуют металлам VI группы (Cr, Mo, W). Минимумы  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  отвечают инертным газам (He, Ne, Ar и др.) — элементом со слабой связью атомов *Ван-дер-Ваальсовыми силами*. Из ионных соединений наиболее тугоплавки окислы Be ( $2570^\circ$ ),

точка, снижается (рис. 1 — линия AD' и рис. 3, б). Последнее обусловлено появлением при высоких  $p$  более плотных кристаллич. модификаций, одна из к-рых имеет структуру, соответствующую ближайшему порядку жидкости.

Поскольку взаимное расположение атомов и расстояний между ними после П. у ряда веществ в основном сохраняются, многие физич. свойства таких веществ, обусловленные плотностью упаковки атомов, их тепловыми колебаниями, электронной структурой (напр., плотность, теплоемкость, электропроводность, теплопроводность и др.), при П. изменяются сравнительно мало. Однако, если П. сопровождается изменением электронного строения и типа связи, как, напр., у Si, Ge, Bi, свойства изменяются более радикально. Напр., многие полупроводники при П. переходят в металлич. состояние. Свойства кристаллич.

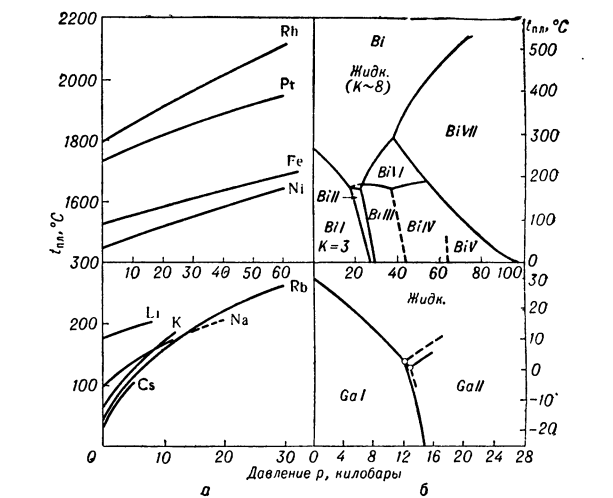


Рис. 3. Изменение  $t_{пл}$  с повышением давления: а — щелочных металлов и переходных металлов VIII группы; б — висмута и галлия.

тел, обусловленные несовершенствами их строения (вакансиями и дислокациями), при П. изменяются очень резко: критич. напряжение сдвига при статич. нагрузках становится близким к нулю, вещество приобретает способность течь (подробнее см. *Жидкости*). Механич. свойства, характеризующие сопротивление пластич. деформации и разрушению, при приближении к  $T_{пл}$  резко падают, а характеристики вязкого течения (ползучесть, внутреннее трение) столь же сильно возрастают. Т. к. П. связано с нек-рым ослаблением межатомных связей,  $\Delta H_{пл}$  составляют лишь 3—4% от теплот *сублимации* веществ, соответствующих полному разрыву этих связей.  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  кристаллич. тел, так же как и темп-ры их кипения и теплоты сублимации, могут служить характеристиками энергии межатомных связей.  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  элементов в зависимости от их атомного номера обнаруживают ярко выраженную двойную периодичность (рис. 4, а и 4, б). Максимумы этих величин для элементов с заполняющимися  $s^2p^6$ -оболочками отвечают ковалентным кристаллам IV группы (C, Si и Ge), имеющим структуру типа алмаза (см. *Алмаза структура*). Для переходных металлов с заполняющейся  $d^{10}$ -оболочкой максимумы соответствуют металлам VI группы (Cr, Mo, W). Минимумы  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  отвечают инертным газам (He, Ne, Ar и др.) — элементом со слабой связью атомов *Ван-дер-Ваальсовыми силами*. Из ионных соединений наиболее тугоплавки окислы Be ( $2570^\circ$ ),

Mg (2800°), Ca (2600°), Y (2410°), Zr (2550°), U (2800°), Th (3050°) и др., характеризующиеся простыми структурами и малыми межатомными расстояниями (все темп-ры в °C). Весьма тугоплавки многие карбиды, нитриды, бориды и силициды переходных металлов, напр. NiC и TaC с  $T_{пл} \sim 4000^\circ$ .

П. сплавов обычно происходит в интервале температур.  $T$  начала и конца П. сплавов изображаются линиями солидуса и ликвидуса на диаграмме состояния соответствующей системы (см. *Состояния диаграмма*). Они определяются экспериментально, но могут быть приблизительно оценены также теоретически по кривым изобарных термодинамич. потенциалов, вычисленных по известным  $T_{пл}$  и  $\Delta H_{пл}$  компонентов.

При постоянной  $T$  плавятся соединения, сплавы эвтектик. состава и твердые растворы, состав к-рых

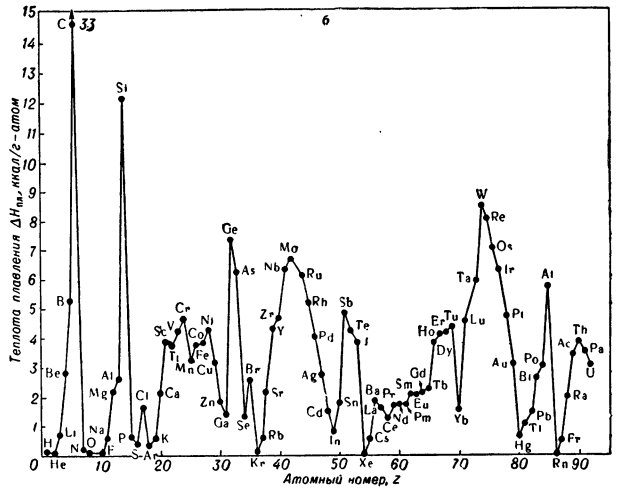
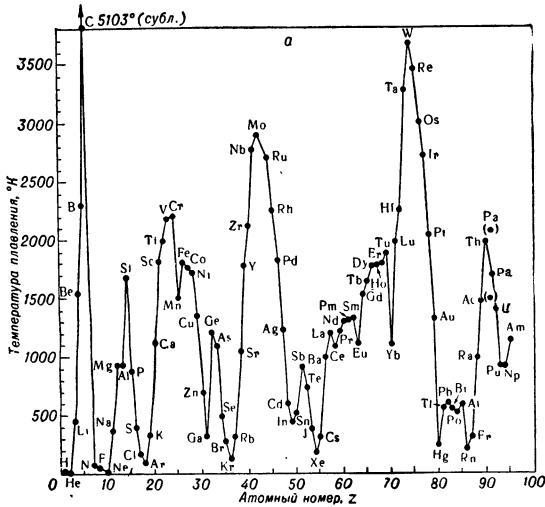


Рис. 4. а — зависимость темп-ры плавления элементов от их атомного номера  $Z$ ; б — зависимость теплоты плавления элементов от их атомного номера  $Z$ .

отвечает минимуму или максимуму на кривых солидуса и ликвидуса. Жидкие сплавы обычно сохраняют ближний порядок, свойственный им в кристаллич. состоянии. При этом твердые растворы при П. образуют однородные жидкие расплавы с атомным перемешиванием компонентов, а расплавы эвтектик и соединений с открытым максимумом имеют гетерогенное строение и состоят из субмикроскопич. областей, имеющих ближний порядок, свойственный компонентам и соединениям. Так, на рентгенограмме жидкой эвтектики Pb — Sb обнаруживаются линии, соответствующие свинцу и олову; а в расплавах соединений наряду с жидким раствором компонентов имеются признаки существования субмикроскопич. областей с ближним порядком соединения. Микрогетерогенным строением таких расплавов объясняются многие их физ.-хим. свойства (см. *Эвтектика, Сплавы*).

Лит.: 1) В о г о л о в Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М. — Л., 1946; 2) Ф р е н к е л ь Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М., 1945, гл. 3, 4; его же, Собр. избр. трудов, т. 3, М., 1959; 3) Д а н и л о в В. И., Строение и кристаллизация жидкости, Киев, 1956; 4) Ф и ш е р И. З., Теории жидкого состояния, ЖФН, 1953, т. 51, вып. 1, с. 71; 5) Б р и д ж е н П., Физика высоких давлений, пер. с англ., М. — Л., 1935; 6) Ф и ш е р И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; 7) Строение и физические свойства вещества в жидком состоянии. Материалы совещания, Киев, 1954; 8) Дискуссия о структуре и свойствах жидких металлов, Изв. АН СССР. Отд. техн. н. Металлургия и топливо, 1960, № 6, 1961, № 3; 9) Жидкие металлы и их затвердевание. Сб. статей, пер. с англ., М., 1962; 10) В у н д Ф. Р., S t r o n g H. M., Behavior of metals at high temperatures and pressures, в кн.: Solid state physics, v. 13, N. Y. — L., 1962, p. 81. В. К. Григорович.

**ПЛАЗМА. С о д е р ж а н и е:**

I. П. в природных и лабораторных условиях . . . . . 16  
 II. Кинетика столкновений в П. . . . . 16  
 Движение заряженных частиц во внешнем поле. — Кинетика полностью ионизованной П. . . . .  
 III. Магнитогидродинамическое описание П. . . . . 18  
 IV. Малые колебания П. . . . . 19  
 Ленгмюровские колебания — Ионно-звуковые колебания. — Затухание Лендау. — Поперечные волны в П. — Колебания П. в магнитном поле. — Пространственная дисперсия. — Пучковая неустойчивость. — Колебания неоднородной П. . . . .  
 V. Устойчивость П. . . . . 21  
 VI. Нелинейные процессы в П. . . . . 22  
 VII. Диагностика П. . . . . 23

**Введение**

П л а з м а — ионизованный газ с достаточно высокой концентрацией заряженных частиц, обладающий свойством квазинейтральности, т. е. содержащий практически одинаковые количества положительных и

отрицательных зарядов. Минимальная плотность заряженных частиц, начиная с к-рой можно говорить о П. как таковой (в отличие от простого собрания отдельных, не взаимодействующих между собой частиц), определяется из неравенства  $L \gg D$ , связывающего характерный размер системы  $L$  с характерным «плазменным» размером  $D$  — так называемым дебаевским радиусом экранирования, равным:  $D = (\sum_j 4\pi e_j^2 n_j / T_j)^{-1/2}$ , где  $e_j$  — заряд,  $n_j$  — плотность,  $T_j$  — темп-ра (в эргах) частиц сорта  $j$  (суммирование проводится по всем сортам частиц). Физич. смысл  $D$  можно уяснить, напр., из выражения для потенциала  $\phi$ , создаваемого малым заряженным телом, или просто ионом с зарядом  $q$  в П.:  $\phi = (q/r) \exp(-r/D)$ .  $D$  — это то расстояние, на к-ром происходит экранирование кулоновского поля любого заряда П.; причиной этого экранирования является преимущественная группировка вокруг любого заряда заряженных частиц противоположного знака, приводящая к нейтрализации всей этой системы на расстоянии  $\sim D$ . Таким образом, можно более точно определить П., как квазинейтральный коллектив, содержащий большое число заряженных частиц и занимающий область с линейными размерами  $L \gg D$ . При  $L \gg D$  сколь угодно заметное нарушение квазинейтральности П. оказывается невозможным вследствие возникновения в ней больших восстанавливающих электр. полей. Нарушение квазинейтральности П. происходит только при резких скачках плотности вблизи границы

П. на расстоянии  $\sim D$  (глубина проникновения внешнего электрич. поля также определяется дебаевским радиусом).

Дебаевский радиус — один из важнейших параметров П. Он служит характеристикой взаимодействия частиц и в микроскопич. отношении, а именно, отношение потенциальной энергии двух заряженных частиц, расположенных на среднем межчастичном расстоянии  $n^{-1/3}$ , к их кинетич. энергии (т. е. величина  $\sim e^2 n^{1/3} / T$ ) имеет порядок величины  $N^{-2/3}$ , где  $N = 4/3 \pi n D^3$ . Величина  $N$  — общее число заряженных частиц в сфере радиуса  $D$ , — наз. дебаевским числом. Если  $N$  велико, то П. — газовая, т. е. в термодинамич. отношении ее можно рассматривать как идеальный газ с ур-нием состояния  $p = nT$ . В большинстве случаев, важных с научной или практич. точек зрения, приходится иметь дело именно с «газовой» П., и только для такой П. развита теория.

Взаимодействие заряженных частиц П. посредством дальнедействующих кулоновских сил приводит к ряду качественных особенностей П., отличающих ее от обычного газа и дающих основание считать ее особым, «четвертым» состоянием вещества. Сюда относятся сильное взаимодействие П. с внешними электрич. и магнитными полями, связанное с ее высокой электропроводностью, и специфич. коллективное взаимодействие частиц П. через т. н. *самосогласованное поле*. Благодаря далекому взаимодействию П. является своеобразной упругой средой, в к-рой легко возбуждаются и распространяются различные шумы, колебания и волны, гораздо более многообразные, чем в обычном газе нейтральных частиц.

Отношение концентрации заряженных частиц к полной концентрации частиц  $\alpha$  наз. степенью ионизации П. В зависимости от  $\alpha$  различают слабо ионизованную П. ( $\alpha \sim$  долей %), умеренно ионизованную ( $\alpha \sim$  неск. %) и полностью ионизованную. Уже в умеренно ионизованной П. кулоновские столкновения заряженных частиц между собой начинают преобладать над их столкновениями с нейтральными атомами.

### I. П. в природных и лабораторных условиях.

В земных природных условиях непосредственно у поверхности Земли П. — довольно редкое явление. В верхних слоях атмосферы, в большей степени подвергающихся воздействию ионизирующих агентов, постоянно присутствует слабоионизованная П. — *ионосфера*, а еще дальше, в космич. пространстве, П. вообще представляет собой наиболее распространенное состояние вещества: Солнце, горячие звезды, нек-рые межзвездные облака, имеющие высокие темп-ры, состоят из полностью ионизованной П. (при очень высокой темп-ре любое вещество находится в состоянии П.). Поэтому многие проблемы астрофизики связаны с выяснением физич. свойств П.; именно астрофизике обязана своим происхождением магнитная гидродинамика, описывающая многие процессы в П.

В лабораторных условиях с П. приходится иметь дело в различного рода газовых разрядах, в газоразрядных лампах, *ионных источниках*, в установках для электромагнитного *разделения изотопов*. Ускорение П. с помощью плазменных пушек (инжекторов) позволяет использовать П. как рабочее тело в реактивных двигателях (см. *Электрореактивные двигатели*). П. может быть использована для прямого превращения тепловой энергии в электрическую в магнитогидродинамич. генераторах и плазменных тепловых элементах (см. *Плазменные источники электрической энергии*).

Сильное влияние магнитного поля на процессы переноса в П. лежит в основе исследований управляемых *термоядерных реакций*. Здесь главная задача

состоит в отыскании условий устойчивого удержания и нагрева (термоизоляции) высокотемпературной П. с помощью магнитных полей. Для удержания П. применяются *магнитные ловушки* и тороидальные разряды с продольным магнитным полем.

В магнитных ловушках сравнительно разреженная П. удерживается внешним магнитным полем спец. (иногда довольно сложной) конфигурации. В системах с плазменными шнурами определяющую роль в удержании П. играет самостягивание П. магнитным полем протекающего по ней тока (см. *Самостягивающийся разряд*).

Различного рода плазменные эффекты проявляются также в металлах и полупроводниках (см. *Плазма твердых тел*).

### II. Кинетика столкновений в П.

Обычно П. создается ионизацией нейтрального газа. Как правило, ионизация газа — сложный кинетич. процесс, и поэтому полное исследование физ. явлений в П. должно включать в себя изучение элементарных актов взаимодействия между частицами. Количественной мерой вероятности этого взаимодействия служит т. н. сечение  $\sigma$ . Через  $\sigma$  выражаются средняя длина свободного пробега  $L = 1/n\sigma$  и среднее время между столкновениями  $\tau = L/v$ , где  $v$  — средняя (тепловая) скорость частиц. Времена столкновений определяют всю кинетику П.

В зависимости от того, какой именно механизм ионизации преобладает, можно различать: тепловую ионизацию, когда П. создается простым нагреванием веществ (напр., электрич. разрядом), фотоионизацию, ионизацию пучками частиц и т. д. Тепловая ионизация газа имеет место, напр., в мощных ударных волнах, когда темп-ра газа за фронтом достигает значений порядка неск. тысяч градусов. Далеко за фронтом такой волны устанавливается термодинамич. равновесие, и степень ионизации П. дается *Саха формулой*. На самом фронте П. не равновесна, и, следовательно, процесс ионизации определяется кинетикой столкновений между частицами.

В лабораторных условиях П. наиболее удобно создавать электрич. разрядом. Поскольку масса электронов  $m$  много меньше массы ионов  $M$ , то именно они переносят ток и получают энергию от внешнего электрич. поля. При упругих столкновениях с тяжелыми атомами или ионами электрон в каждом столкновении может передать только малую долю ( $\sim m/M$ ) своей энергии. Поэтому темп-ра электронов в газовом разряде может значительно превышать темп-ру ионов. Такая П. наз. *неизотермической*. Электроны сталкиваются с атомами также и неупруго, что ведет либо к ионизации, либо к возбуждению последних. Если возбужденные атомы не успевают отдать излишек энергии излучением или ударами второго рода, то повторные столкновения с электронами могут перебросить их на более высокие энергетич. уровни, вплоть до ионизации. Такой процесс наз. *ступенчатой ионизацией*. При ионизации П. в ограниченных объемах, наряду с объемными процессами, заметную роль играет взаимодействие П. со стенками. Сюда относятся диффузия заряженных частиц к стенкам с последующей *рекомбинацией*, передача энергии стенкам за счет теплопроводности, распыление стенок и связанное с ним загрязнение П. примесями и т. д. При удержании высокотемпературной П. в магнитном поле, наряду с диффузией заряженных частиц, существ. роль в потерях энергии играют процессы перезарядки ионов, благодаря к-рым «горячие» ионы после столкновения с «холодными» атомами нейтрального газа, становясь нейтральными, перестают удерживаться магнитным полем и вылетают на стенки

Заметную роль в балансе энергии П. играет *излучение плазмы* и перенос лучистой энергии в П. В оптич. диапазоне, включая область дальнего ультрафиолета, можно различать: тормозное излучение, отвечающее свободно-свободным переходам электронов, т. е. их торможению на заряженных ионах; рекомбинационное излучение, соответствующее свободно-связанным переходам, и линейчатое излучение при связанно-связанных переходах. При наличии магнитного поля добавляется еще магнитотормозное излучение электронов, вращающихся по ларморовской окружности с *циклотропной частотой*  $\Omega_H = eH/mc$  (см. ниже). Это излучение наз. также *бетатронным* или *синхротронным*. Релятивистские электроны излучают энергию на гармониках этой частоты и при достаточно большой их энергии они могут давать заметное излучение даже в оптич. диапазоне.

Излучение с достаточно короткой длиной волны приводит к фотоионизации нейтрального газа. Путем фотоионизации плотная горячая П. может производить ионизацию достаточно удаленного нейтрального газа. Напр., излучение Солнца ионизует верхние слои земной атмосферы и создает ионосферу. Точно так же происходит ионизация нек-рых межзвездных облаков.

При увеличении степени ионизации все процессы, связанные с атомными столкновениями, отступают на 2-й план по сравнению с кулоновскими столкновениями между заряженными частицами. Поэтому кинетика полностью ионизованной П. в микроскопич. отношении, т. е. с точки зрения столкновений, существенно упрощается.

Рассмотрим, напр., два электрона с относит. скоростью  $u$ . В силу кулоновского отталкивания эти электроны не могут приблизиться друг к другу ближе чем на расстояние  $\rho_0 = 2e^2/mu^2$ . Такой же порядок величины имеет прицельный параметр при сильном рассеянии электрона на электроном или на ионе. Следовательно, величина эффективного поперечного сечения рассеяния на угол порядка единицы (напр.,  $\pi/2$ ) имеет порядок величины  $\pi \rho_0^2$ . Однако эффективное сечение, определяющее потерю энергии или импульса, значительно больше, т. к. кулоновские силы медленно убывают с расстоянием. Поэтому основной вклад в потерю энергии и импульса дают именно далекие столкновения с малой передачей энергии и импульса. При этом эффективное сечение увеличивается в  $L$  раз, где  $L = \ln(p_{\max}/p_0)$  — т. н. кулоновский логарифм ( $p_0$  — минимальный, а  $p_{\max}$  — макс. прицельный параметр). В обычных условиях  $L \sim 10$ . Численно для электрон-ионных столкновений средний пробег электронов с темп-рой  $T$  равен:

$$l \approx 3 \cdot 10^{13} T^2 / nZ, \quad (1)$$

где  $T$  — темп-ра в эв,  $n$  — плотность электронов,  $Z$  — среднее зарядовое число ионов (эффективный заряд ионов равен  $Ze$ , а их плотность  $n/Z$ ). Пробег по отношению к электрон-электронным столкновениям приibl. в  $Z$  раз больше, а ион-ионный пробег в  $\sim Z^2$  раз меньше величины (1).

Поскольку каждая заряженная частица взаимодействует одновременно со всеми частицами, заключенными в дебаевской сфере, ее движение заметно отличается от движения нейтральных атомов в обычном газе. Если нейтральные атомы испытывают серию последоват. столкновений, то заряженная частица движется в нек-ром хаотически изменяющемся со временем микроскопич. электрич. поле, создаваемом окружающими ее частицами. Вероятность того или иного значения величины микрополя дается распределением Хольцмарка. Однако для столкновений частиц вид этого распределения никакой роли не играет.

Поскольку определяющими являются взаимодействия с малой передачей энергии и импульса, то скорость передачи энергии и импульса выражается через среднеквадратичное выражение от микрополя. При таком усреднении поля отдельных частиц суммируются независимо и поэтому, несмотря на одновременность взаимодействия данной частицы с большим числом др. частиц, средний эффект такого взаимодействия эквивалентен последовательности парных столкновений.

По соотношению (1) можно оценить характерные времена установления равновесия в П. за счет столкновений, а также величину кинетич. коэффициентов вязкости, теплопроводности и электропроводности. Напр., характерное время обмена энергией и импульсом между ионами со средней энергией  $\sim T$  определяется ионным временем столкновений  $\tau_i = l_i/v_i$ , где  $v_i = \sqrt{2T/M}$  — средняя тепловая скорость ионов, а  $l_i$  — ион-ионная длина пробега; характерное время релаксации электронов определяется величиной  $\tau_e = l_e/v_e$ , где  $v_e = \sqrt{2T/m}$ ; время обмена энергией между электронами и ионами по порядку величины равно  $\tau_{ei} \sim (M/m) \tau_e \sim \sqrt{M/m} \cdot \tau_i$ . Таким образом, время установления максвелловского распределения у электронов и у ионов по отдельности значительно меньше времени обмена энергией между этими компонентами. Именно это обстоятельство и позволяет говорить о разных темп-рах электронов и ионов в неизотермич. П.

Зная  $\tau_e$ , нетрудно найти проводимость  $\sigma = e^2 n \tau_e / m$  полностью ионизованной П. По порядку величины она равна ( $T_e$  — в эв):

$$\sigma \approx 10^{13} Z^{-1} T_e^{3/2} \text{ сек}^{-1}. \quad (2)$$

Величины  $\tau_e, \tau_i$  определяют также электронную  $\chi_e$  и ионную  $\chi_i$  температуропроводности (т. е. отношение теплопроводности к теплоемкости). По порядку величины  $\chi_e \approx l_e v_e, \chi_i \approx l_i v_i$ . Аналогичными соотношениями определяются коэфф. кинематич. вязкости электронов и ионов.

Выражение (1) относится только к тепловым частицам, средняя энергия к-рых порядка  $T$ . Для частиц, энергия к-рых больше тепловой, вместо  $T$  следует подставить в (1) величину их энергии  $\epsilon$ . Следовательно, длина пробега надтепловых частиц значительно больше, чем это следует из выражения (1). В электрич. разряде при высокой степени ионизации П. этот эффект приводит к появлению т. н. убегающих электронов, т. е. к непрерывному разгону электронов с достаточно большой энергией, к-рые уже практически не взаимодействуют с остальными частицами. При малом значении электрич. поля  $E$  в разряде в такой разгон может вовлекаться только экспоненциально малое число электронов с большой начальной энергией. Однако при  $\xi = eEl/T \sim 1$ , когда величина энергии, набираемой электроном в поле  $E$  на длине свободного пробега, становится сравнимой с его тепловой энергией, число убегающих электронов может быть весьма велико. Оказывается, что заметная доля электронов вовлекается в разгон уже при  $\xi = 0,1-0,2$ .

**Движение заряженных частиц во внешнем поле.** Заряженные частицы П. взаимодействуют между собой не только путем парных столкновений, но и через усредненные электрич. и магнитные поля, к-рые они сами создают. Кроме того, они взаимодействуют с внешними полями. Именно взаимодействие заряженных частиц с внешними полями и их коллективное взаимодействие посредством собств. полей и определяют своеобразие динамики П.

В нек-рых частных случаях собств. поля малы по сравнению с внешними. Тогда движение каждой

частицы П. определяется внешними полями и не зависит от движения остальных частиц. При этом макроскопич. коллективное описание поведения П. сводится к более простому «одночастичному» описанию.

С прикладной точки зрения, наиболее интересно движение частицы в сильном магнитном поле. В таком поле заряженная частица быстро вращается по т. н. ларморовской окружности радиуса  $r_H = v_{\perp} / \Omega_H$ , где  $v_{\perp}$  — ее поперечная скорость, т. е. проекция скорости на плоскость, нормальную к силовой линии, а  $\Omega_H$  — циклотронная частота, т. е. угловая частота вращения частицы по окружности. Кроме вращения, частица перемещается вдоль силовой линии со скоростью  $v_{\parallel}$ , равной проекции скорости на силовую линию, и медленно дрейфует поперек магнитного поля. Эта картина движения тем точнее, чем меньше отношение ларморовского радиуса частицы к характерному размеру, а  $\kappa$ -ром заметно изменяется магнитное поле. Дрейфовое движение частицы описывается ур-ниями:

$$\frac{dr}{dt} = \tau v_{\parallel} - \frac{1}{\Omega_H} [\tau \times \{eE/m - (v_{\parallel}^2 R) n - v_{\perp}^2 \nabla H / 2H\}], \quad (3)$$

$$I = m v_{\perp}^2 \Omega_H = \text{const}, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{m v^2}{2} = eE \frac{dr}{dt} + \frac{m v_{\perp}^2}{2H} \frac{dH}{dt}. \quad (5)$$

Здесь  $\tau = H/H$  — единичный вектор, касательный к силовой линии магнитного поля,  $n$  — единичный вектор главной нормали,  $R$  — радиус кривизны силовой линии. Ур-ние (3) описывает движение частицы вдоль магнитного поля и дрейф поперек поля, причем 3 слагаемых в фигурных скобках представляют соответственно электрический, центробежный и диамагнитный дрейфы; ур-ние (4) представляет собой условие сохранения поперечного адиабатич. инварианта  $I$  (эквивалентного сохранению потока через площадь, ограничиваемую ларморовской окружностью), а ур-ние (5) есть ур-ние энергии. В отсутствие электрич. поля кинетич. энергия частицы сохраняется, т. е.  $v^2 = \text{const}$ , и из условия сохранения адиабатич. инварианта следует, что частица с достаточно малой продольной скоростью должна отражаться от «магнитных пробок» (магнитных зеркал), т. е. областей с более сильным магнитным полем (см. *Магнитные ловушки*).

Определенный интерес с прикладной точки зрения представляет случай движения частицы в высокочастотном электромагнитном поле. Разбивая движение частицы на медленное и быстрое (представляющее собой колебания с частотой внешнего поля), можно показать, что медленное движение описывается ур-нием

$$m \frac{dv}{dt} = eE + \frac{e}{c} [vH] - \nabla U, \quad (6)$$

где  $U = e^2 \langle \dot{E}^2 \rangle / 2m\omega^2$  — т. н. высокочастотный потенциал, описывающий действие неоднородного высокочастотного поля  $E$  на заряженную частицу ( $\langle \rangle$  означает усреднение по времени).

Кинетика полностью ионизованной П. Полное описание всех процессов в газовой П. дается кинетич. ур-нием для электронов и ионов с самосогласованными электрич. и магнитным полями совместно с ур-ниями Максвелла для самосогласованных полей. Для частиц сорта  $j$  с массой  $m_j$  и зарядом  $e_j$  кинетич. ур-ние имеет вид

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + v \nabla f_j + \frac{e_j}{m_j} \left\{ E + \frac{1}{c} [vH] \right\} \frac{\partial f_j}{\partial v} = \sum_k St(f_j, f_k). \quad (7)$$

Здесь  $f_j(r, v, t)$  —  $\Phi$ -пия распределения частиц по координатам и скоростям,  $St(f_j, f_k)$  — член столкновений (т. н. шосс-член) между частицами сорта  $j$  и сорта  $k$ , описывающий скорость изменения  $\Phi$ -пии распределения за счет парных столкновений,  $E$  и  $H$  — электрич. и магнитное поля, удовлетворяющие ур-ниям Максвелла с плотностью тока  $j$  и плотностью заряда  $\rho$ ,  $\kappa$ -рые даются, в свою очередь, соотношениями:

$$j = \sum_j \int e_j v f_j(r, v, t) dv; \quad \rho = \sum_j \int e_j f_j(r, v, t) dv. \quad (8)$$

Для кулоновски взаимодействующих частиц основной вклад в член столкновений дают соударения с малой передачей импульса. С учетом этого эффекта шосс-член может быть записан в интегро-дифференциальной форме Ландау:

$$St(f_j, f_k) = \frac{2\pi e_j^2 e_k^2 L}{m_j} \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial v_{\beta}} \int \left\{ \frac{f(v)}{m_k} \frac{\partial f_k(v')}{\partial v_{\beta}} - \frac{f_k(v')}{m_j} \frac{\partial f_j(v)}{\partial v_{\beta}} \right\} U_{\beta\gamma} dv'. \quad (9)$$

Здесь суммирование проводится по проекциям скоростей на оси координат,  $U_{\beta\gamma} = (u^{\beta} \delta_{\beta\gamma} - u^{\beta} u^{\gamma}) / u^2$ ,  $u = v - v'$  — относит. скорость,  $\delta_{\beta\gamma}$  — символ Кронекера, т. е.  $\delta_{\beta\beta} = 1$  при  $\beta = \gamma$  и  $\delta_{\beta\gamma} = 0$  при  $\beta \neq \gamma$ ;  $L = \ln(\rho_{\text{макс}} / \rho_0) \sim 10$  — кулоновский логарифм (иногда минимальный прицельный параметр определяется квантовыми эффектами).

В (9) учитываются лишь взаимодействия на расстоянии  $\leq D$ , соответствующие парным столкновениям. Кроме того, частицы могут возбуждать собств. колебания П. с длинами волн, значительно большими  $D$ . В частности, это относится к электронам с большой скоростью,  $\kappa$ -рые могут возбуждать колебания П. черенковским механизмом. Благодаря существованию в П. замедленных волн с малой фазовой скоростью (к ним относятся, напр., ленгмюровские волны) в П. часто выполняется условие черенковского излучения — превышение скорости частицы над фазовой скоростью волн [17, т. 2]. Волны в П. также дают вклад в процесс «максвеллизации» частиц, причем даже в термодинамически равновесной П. этот вклад всего лишь в кулоновский логарифм раз меньше, чем (9). В неравновесной П. с сильно развитыми шумами эффект взаимодействия частиц с волнами становится преобладающим. При этом П. переходит в турбулентное состояние.

Для описания процессов в турбулентной П. также можно пользоваться кинетич. ур-нием с самосогласованным полем. При этом шосс-члену придается смысл выделенных заранее «ближних» взаимодействий, соответствующих «поляризационной» корреляции частиц на малых расстояниях, а все дальнейшие корреляционные связи рассматриваются отдельно, на основе ур-ний с самосогласованными полями. Малая чувствительность кулоновского логарифма к верхнему пределу гарантирует хорошую точность такого выделения ближних корреляционных связей.

Ряд свойств разреженной П. не зависит от столкновений между частицами. Так, напр., столкновения мало влияют на малые колебания П. с достаточно высокой частотой; они оказываются несущественными для равновесия П. в сильном магнитном поле и т. д. Идеализированную П. без учета столкновений наз. бесстолкновительной. Ее поведение описывается кинетич. ур-нием Власова, т. е. ур-нием (7) без шосс-члена. С помощью ур-ния Власова исследуются след. вопросы динамики П.: равновесие разреженной П., малые колебания и неустойчивость П., возбуждение колебаний пучками частиц, нелинейные колебания, микротурбулентность П., связанная с высокочастотными колебаниями, и т. д.

### III. Магнитогидродинамическое описание П.

Полное теоретич. исследование взаимодействия заряженных частиц П. с внешними полями и их коллективного взаимодействия между собой может быть произведено только на основе кинетич. ур-ния Больцмана с самосогласованным полем. Однако для ряда задач прикладного характера бывает достаточно рассматривать П. просто как проводящий газ. В этом более грубом приближении динамика П. сводится к *магнитной гидродинамике*. Такое приближение строго обосновано только в случае достаточно плотной П., когда длина пробега заряженных частиц значительно меньше характерных размеров системы и столкновения частиц играют определяющую роль. При этом распределение частиц по скоростям — максвелловское, в каждой точке оно полностью определяется локальными значениями плотности, температуры и макроскопич. скорости. Однако и в случае разреженной П. магнитогидродинамич. подход позволяет качественно правильно описывать ряд свойств П. в магнитном поле.

Ур-ние равновесия П. в магнитогидродинамич. приближении имеет вид

$$\nabla p = [jH] c, \quad (10)$$

где  $p$  — давление плазмы,  $j$  — плотность электрич. тока. В случае магнитного поля с прямыми силовыми линиями, когда  $H/H = \text{const}$ , из этого ур-ния вытекает условие постоянства полного давления  $p + H^2/8\pi = \text{const}$  (величина  $H^2/8\pi$  часто наз. магнит-

ным давлением). Отсюда видно, что при увеличении давления  $\Pi$  магнитное поле уменьшается. С микроскопич. точки зрения, диамагнетизм  $\Pi$  возникает в результате сложения магнитных моментов  $\mu = e\hbar v^2/H$ , вращающихся по ларморовским окружностям заряженных частиц.

Из ур-ния (10) вытекает, что  $j\nabla p = 0$ ,  $(H\nabla p) = 0$ , т. е. в равновесном состоянии магнитные силовые линии и линии тока должны лежать на поверхностях постоянного давления. Это условие не может быть удовлетворено при произвольной геометрии и, следовательно,  $\Pi$  может находиться в равновесии с магнитным полем (др. словами, может удерживаться в магнитном поле) только при нек-рых определенных конфигурациях. Пример такой равновесной конфигурации — плазменный шнур, удерживаемый магнитным полем текущего вдоль него тока. В равновесном состоянии темп-ра  $\Pi$  в таком шнуре связана с полным током  $I$  соотношением

$$I^2 = 2c^2NT, \quad (11)$$

где  $N$  — полное число частиц в шнуре, приходящееся на единицу его длины,  $I$  — ток.

Столкновения электронов с ионами приводят к медленному растеканию  $\Pi$  поперек магнитного поля. Если давление  $\Pi$  значительно меньше давления магнитного поля, то этот процесс можно рассматривать как диффузию поперек магнитного поля. Соответствующий коэфф. диффузии равен:

$$D_{\perp} = c^2\beta/4\pi\sigma, \quad (12)$$

где  $\sigma = c^2n\tau_e/m$  — проводимость  $\Pi$ . ( $\tau_e = l/v_e$  — среднее время между столкновениями электрона с ионами),  $c$  — скорость света в вакууме,  $\beta = 8\pi p/H^2$  — отношение давления  $\Pi$  к давлению магнитного поля  $H^2/8\pi$ .

При  $\beta = 1$  следует говорить о взаимной диффузии  $\Pi$  и магнитного поля, т. к. в процессе диффузии само магнитное поле претерпевает существ. изменения. При этом скорость диффузии определяется величиной  $c^2/4\pi\sigma$ , а время диффузии магнитного поля через скин-слой по порядку величины равно:  $t = 4\pi\sigma\delta^2/c^2$  (т. н. «скиновое время»,  $\delta$  — толщина скин-слоя).

Выражение (12) можно записать в виде  $D_{\perp} = r_e^2/\tau_e$ , где  $r_e = v_e/\Omega_{He}$  — средний ларморовский радиус электронов. Отсюда видно, что диффузию поперек магнитного поля можно рассматривать как результат случайного смещения электронов на величину  $r_e$  при каждом столкновении. По сравнению с обычным коэфф. диффузии вида  $l^2/\tau$  величина  $D_{\perp}$  — меньше в  $l^2/r_e^2 = (\Omega_{He}\tau_e)^2$  раз.

Аналогичный вывод о существ. уменьшении скорости переноса поперек магнитного поля относится к теплопроводности и вязкости. Т. о., в магнитном поле  $\Pi$  обладает резко выраженной анизотропией.

При очень высокой проводимости  $\Pi$ , когда ее диффузией поперек магнитного поля можно пренебречь, магнитное поле «вморожено» в  $\Pi$ . Действительно, при  $\sigma = \infty$  электрич. поле в системе координат, связанной с рассматриваемым участком  $\Pi$ , должно быть равно нулю; поэтому эдс обхода по любому контуру, связанному с  $\Pi$ , также должна обращаться в нуль. По закону Фарадея, отсюда следует, что магнитный поток, пронизывающий контур, связанный с жидкостью, должен оставаться постоянным. Это и означает, что при  $\sigma = \infty$  магнитные силовые линии как бы «приклеены» к  $\Pi$  и точно следуют за ее движением. Эффект «вмороженности» поля приводит к появлению своеобразной упругости  $\Pi$  в магнитном поле, благодаря к-рой в ней могут распространяться т. н. альфвеновские и магнито-звуковые волны (см. ниже).

Гидродинамич. приближение без труда обобщается на случай неполностью ионизованной  $\Pi$ . Наиболее

прост случай, когда степень ионизации мала, а нейтральный газ покоится. При этом движение  $\Pi$  описывается диффузионными ур-ниями. Диффузия слабоионизованной  $\Pi$  к изолирующим стенкам — амбиполярна (двуполярна), т. е. диффузионные потоки ионов и электронов в точности равны. Равенство потоков устанавливается за счет электрич. поля, появляющегося в результате малого разделения зарядов. При наличии магнитного поля диффузия  $\Pi$  в камере с проводящими стенками может быть не амбиполярной: электроны при этом диффундируют в основном вдоль, а ионы — поперек магнитного поля. Рекомбинация зарядов в этом случае осуществляется за счет перетекания зарядов по стенке камеры. Другими словами, электронный и ионный токи замыкаются через проводящую камеру.

#### IV. Малые колебания $\Pi$ .

При смещении заряженных частиц  $\Pi$  от положения равновесия возникает электрич. поле, к-рое стремится вернуть их в исходное положение. Вследствие этого в  $\Pi$  возникают колебания. Коллективное взаимодействие заряженных частиц через электрич. поле приводит к своего рода упругости  $\Pi$ . При наличии магнитного поля на частицы действует сила Лоренца и колебания  $\Pi$  значительно усложняются. Исследование малых колебаний  $\Pi$  представляет не только прикладной интерес с точки зрения распространения электромагнитных волн, но и служит основой для понимания всех коллективных процессов в  $\Pi$ . Теоретически наиболее детально исследованы малые (линейные) колебания. Соответствующее исследование проводится с помощью линеаризованных кинетич. ур-ний для электронов и ионов совместно с ур-ниями Максвелла. При исследовании медленных волн возможен более простой магнитогидродинамич. подход.

Малые колебания однородной  $\Pi$  представляют собой набор не взаимодействующих плоских волн (гармоник) вида  $\exp[i(kr - \omega t)]$ , и задача определения собств. колебаний сводится к решению алгебраич. дисперсионного ур-ния, получаемого как условие разрешимости системы однородных ур-ний для  $E$  и  $H$ . Решение дисперсионного ур-ния позволяет определить зависимость частоты колебаний  $\omega$  от волнового вектора  $k$ . В общем случае действует вектору  $k$  соответствует комплексная величина  $\omega$ , действит. часть к-рой определяет собственную частоту колебаний, а мнимая — декремент затухания (или соответственно инкремент нарастания) малых колебаний.

В теории малых колебаний, кроме задачи о собств. колебаниях  $\Pi$ , возможна постановка задачи о распространении волн заданной частоты. В этом случае требуется определить пространств. зависимость колеблющихся величин. В простейшем случае эта зависимость имеет вид  $\exp(ikr)$ , где  $k$  — комплексный вектор. Вместо  $k$  иногда бывает удобнее пользоваться комплексным «показателем преломления»  $N$ : его действит. часть определяет фазовую скорость волны, а мнимая — описывает изменение амплитуды волны в пространстве (напр., затухание).

Наиболее прост случай однородной  $\Pi$  в отсутствие магнитного поля с максвелловским распределением частиц по скоростям. При этом продольные колебания с  $E \parallel k$  отделяются от поперечных колебаний с  $E \perp k$  и могут рассматриваться независимо.

Ленгмюровские колебания — простейший и наиболее важный тип продольных колебаний. Они возникают при нарушении квазинейтральности, т. е. при произвольном смещении электронов относительно ионов, и представляют собой колебания электронов около гораздо более тяжелых ионов. Дисперсионное соотношение для этих колебаний имеет вид

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 T_e m_e, \quad (13)$$



где  $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$  — ленгмюровская (плазменная) частота. Согласно (13), частота длинноволновых колебаний (малые  $k$ ) равна плазменной частоте  $\omega_0$ . При увеличении  $k$  частота колебаний увеличивается за счет 2-го слагаемого в (13), связанного с тепловым движением электронов. Вместе с тем, как показывает кинетич. рассмотрение, увеличивается и затухание волн (т. н. затухание Ландау, см. ниже). При  $k \geq D^{-1}$ , когда фазовая скорость волны  $\omega/k$  становится порядка тепловой  $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$ , колебания настолько сильно затухают, что их практически можно считать отсутствующими.

При  $\omega < \omega_0$  соотношение (13) приводит к мнимым значениям  $k$ , что соответствует экспоненциальному убыванию амплитуды внешнего поля при углублении в П.:  $E = E_0 \exp(-x/D)$ . Это соотношение описывает эффект поляризации П. внешним полем.

**Ионно-звуковые колебания.** В неизотермич. П. с темп-рой электронов, значительно большей темп-ры ионов, существует 2-я ветвь продольных колебаний — ионный звук. Для колебаний с длиной волны  $\lambda$ , значительно превышающей дебаевский радиус  $D$ , частота ионно-звуковых колебаний определяется соотношением

$$\omega^2 = k^2 T_e / m_i, \quad (14)$$

т. е. имеет тот же вид, что и для обычного звука.

Для колебаний с  $\lambda \ll D$  частота ионного звука равна ленгмюровской ионной частоте  $\omega_{oi} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_i}$ . По сравнению с обычными ленгмюровскими колебаниями ионы и электроны здесь меняются ролями: горячая, с трудом сжимаемая электронная компонента образует неподвижный фон, относительно к-рого колеблются холодные ионы.

**Затухание Ландау.** Как ленгмюровские, так и ионно-звуковые колебания существуют лишь при условии, что их фазовая скорость  $\omega/k$  значительно превосходит тепловую скорость, соответственно, электронов или ионов. В противном случае волны начинают затухать даже в отсутствие столкновений. Это специфич. затухание, наз. затуханием Ландау, возникает благодаря взаимодействию волны с резонансными частицами, имеющими скорость, близкую к фазовой скорости волны. Резонансные частицы отбирают энергию от волны, если их скорость  $v$  в направлении распространения волны слегка меньше  $\omega/k$ , и отдают энергию волне, если  $v > \omega/k$ . Поэтому величина затухания волны определяется производной по  $v$  от ф-ции распределения  $f$  при  $v = \omega/k$ . Напр., для ленгмюровских волн декремент затухания  $\delta$  оказывается равным:

$$\delta = -\text{Im } \omega = -\frac{\omega_0^2}{k^2} \frac{\partial f}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k}. \quad (15)$$

Для максвелловской ф-ции распределения производная  $df/dv$  отрицательна. В этом случае декремент положителен (что соответствует затуханию) и очень быстро возрастает при приближении волнового числа к  $D^{-1}$ , так что при  $k \sim D^{-1}$  распространение ленгмюровских волн становится невозможным. Для таких распределений по скорости, у к-рых  $df/dv > 0$  (т. е. при наличии пучков), затухание Ландау меняет знак и колебания нарастают во времени.

**Поперечные волны в П.** В отсутствие магнитного поля диэлектрич. проницаемость П. равна:

$$\epsilon = 1 - \omega_0^2 / \omega^2, \quad (16)$$

где  $\omega$  — частота колебаний. Согласно известному соотношению  $\omega/k = c/\sqrt{\epsilon}$ , откуда вытекает связь между волновым числом и частотой поперечных волн в П.:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + c^2 k^2. \quad (17)$$

Фазовая скорость поперечных волн в П. больше скорости света  $c$ . При  $\omega < \omega_0$  диэлектрич. проницае-

мость отрицательна. Такие колебания не проникают в П., их амплитуда убывает по экспоненте с глубиной проникновения  $d = c/\omega_0$ . Эта величина определяет, в частности, глубину проникновения магнитного поля в бесстолкновительную П.

**Колебания П. в магнитном поле.** При наличии внешнего магнитного поля П. становится анизотропной, точнее гиротропной, средой (т. е. обладающей своеобразной «вращательной» анизотропией), и задача о колебаниях сильно усложняется. В частности, разделение колебаний на продольные и поперечные может быть проведено только приближенно, да и вообще не всегда возможно.

По отношению к колебаниям с частотами, значительно меньшими циклотронных, и длинами волн, значительно большими ларморовских радиусов частиц, П. ведет себя просто как проводящая жидкость, и соответствующие колебания могут быть исследованы гидродинамически.

В П. низкого давления, у к-рой  $\beta = 8\pi p/H^2 \ll 1$ , выделяются 3 ветви низкочастотных колебаний: альфвеновские, магнито-звуковые и ионно-звуковые. При альфвеновских колебаниях П. смещается в направлении, перпендикулярном как  $H$ , так и  $k$ . При этом силовые линии магнитного поля искривляются и возникающие вследствие этого максвелловы натяжения приводят к появлению «упругой» силы, возвращающей П. к положению равновесия. Частота альфвеновских колебаний дается соотношением

$$\omega = k_z v_A = k_z H / \sqrt{4\pi n m_i}, \quad (18)$$

где  $v_A$  — т. н. альфвеновская скорость,  $k_z$  — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля. Групповая скорость альфвеновских волн направлена вдоль магнитного поля.

В магнито-звуковых колебаниях П. смещается в плоскости  $(k, H)$ , так что наряду с искривлением силовых линий имеет место их сжатие (или разрежение). Вследствие этого частота магнито-звуковых колебаний оказывается неск. больше частоты альфвеновских колебаний ( $k$  — волновое число):

$$\omega = kv_A. \quad (19)$$

При ионно-звуковых колебаниях П. низкого давления магнитное поле не возмущается, частота этих колебаний определяется соотношением (14).

Для П. с  $\beta \sim 1$  ионно-звуковые колебания перепутываются с магнито-звуковыми, давая т. н. быструю и медленную магнито-звуковые волны.

Наряду с тремя низкочастотными волнами в достаточно плотной П., у к-рой плазменная частота  $\omega_0$  значительно больше др. характерных частот, выделяются еще 3 ветви высокочастотных длинноволновых колебаний:

$$\omega_1 = \omega_0, \quad (20)$$

$$\omega_{2,3} = \sqrt{\omega_0^2 + \Omega_{He}^2} / 4 \pm \Omega_{He} / 2. \quad (21)$$

При увеличении волнового числа  $k$ , когда частоты (18), (19) приближаются к циклотронным частотам  $\Omega_{Hi}$ ,  $\Omega_{He}$ , фазовая скорость начинает зависеть от  $k$ , т. е. появляется дисперсия. Особенно прост случай распространения вдоль магнитного поля. Вдоль поля распространяются 2 поперечные волны с круговой поляризацией. У одной из них, наз. обыкновенной, вектор электр. поля вращается в направлении вращения ионов. Фазовая скорость этой волны обращается в нуль при  $\omega = \Omega_{Hi}$ . При этой частоте имеет место аномальная дисперсия — возникает т. н. ионный циклотронный резонанс. У 2-й волны, необыкновенной, с вращением вектора  $E$  в направлении вращения электронов, фазовая скорость обращается в нуль при  $\omega = \Omega_{He}$ , где имеет место электрон-

ный циклотронный резонанс. В области между ионной и электронной циклотронными частотами фазовая скорость необыкновенной волны проходит через максимум  $\omega/k_z = \sqrt{m_i/m_e} v_A$ .

При поперечном распространении аналогичный резонанс возникает на т. н. гибридных частотах  $\omega^2 = \omega_0^2 + \Omega_{He}^2$  и  $\omega^2 = \Omega_{He} \Omega_{Hi} (\omega_0^2 + \Omega_{Hi} \Omega_{He}) / (\omega_0^2 + \Omega_{He}^2)$ . В плотной П., когда  $\omega_0^2 \gg \Omega_{He}^2$ , 2-я гибридная частота равна среднему геометрич. значению из  $\Omega_{He}$  и  $\Omega_{Hi}$ .

При косом распространении колебания оказываются довольно сложными. Электрич. поле при этом, вообще говоря, имеет как продольную, вдоль  $k$ , так и поперечную компоненты. При малых  $\omega$  колебания опять имеют магнитогидродинамич. характер, а при увеличении частоты наступает резонанс. Следующие ветви колебаний, высокочастотные, начинаются с частот (20), (21), и затем частота колебаний возрастает с  $k$ . В задаче о распространении область частот от резонансных до значений (20), (21) образует полосу непропускания.

Колебания П. можно использовать для целей ее нагрева (т. н. высокочастотный нагрев) и для диагностики П. (определения ее свойств по особенностям распространения колебаний в ней). Изучение условий распространения колебаний П. играет существенную роль в физике ионосферы и в астрофизике. В неравновесной П. колебания могут возбуждаться сами собой за счет неустойчивости.

**Пространственная дисперсия.** Все волны в П. можно рассматривать как электромагнитные волны в среде с заданной диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon(k, \omega)$ , к-рую можно вычислить с помощью линеаризованного кинетич. ур-ния. Для П. в магнитном поле диэлектрич. проницаемость есть тензор 2-го ранга  $\epsilon_{ij}(k, \omega)$ . Этот тензор, вообще говоря, зависит как от частоты колебаний  $\omega$ , так и от волнового вектора  $k$ . По аналогии с обычной дисперсией при наличии зависимости  $\epsilon$  от  $k$  говорят о пространств. дисперсии. Наиболее интересные, с теоретической и прикладной точек зрения, волны в П. лежат в области пространств. дисперсии. Пространственная дисперсия приводит к ряду своеобразных эффектов, к числу к-рых относится хорошо известный аномальный скин-эффект.

Тензор диэлектрич. проницаемости позволяет единым образом трактовать самые различные типы волновых движений в П. Характер этих движений определяется соотношением между частотой колебаний  $\omega$  и характерными частотами  $\omega_0$ ,  $\Omega_{He}$ ,  $\Omega_{Hi}$  и их комбинациями. Так, при частотах, значительно превышающих характерные,  $\epsilon \approx 1$ , и мы имеем дело с обычными электромагнитными волнами в вакууме. В обратном предельном случае очень малых частот можно получить рассмотренные выше магнитогидродинамич. волны (альфвеновскую и др.). Наконец, вблизи указанных выше резонансов появляется довольно сложная зависимость  $\omega$  от  $k$ , аналогичная аномальной дисперсии в оптике.

**Пучковая неустойчивость.** Колебания П. сильно усложняются при наличии направленных потоков заряженных частиц. Как правило, при этом имеет место неустойчивость, т. е. раскачка малых колебаний. При наличии пучков с плотностью, значительно меньшей плотности основной П., раскачка возникает благодаря резонансному взаимодействию частиц пучка с собств. колебаниями П., фазовая скорость к-рых близка к скорости частиц, т. е.  $v = \omega/k$ . Для пучков с заметным разбросом частиц по скорости раскачка колебаний определяется механизмом, обратным затуханию Ландау. Типичный пример такой неустойчивости — раскачка ионного звука в неизотермич. П. при наличии продольного тока. Для П. в магнитном

поле раскачка имеет место, если  $v = (\omega - n\Omega_H)/k_z$ , где  $n$  — произвольное целое число,  $\Omega_H$  — циклотронная частота,  $k_z$  — проекция волнового числа на направление магнитного поля. Мощные пучки с плотностью частиц порядка плотности основной П. изменяют также и собств. частоты системы, так что при этом могут появляться новые ветви колебаний с раскачкой.

**Колебания неоднородной П.** Волны в неоднородной П. уже не плоские. Собств. колебания с длиной волны порядка характерных размеров системы существенно зависят от формы плазменного образования. СВЧ колебания с длиной волны порядка размеров системы могут возбуждаться в плазменных резонаторах и распространяться в плазменных волноводах.

Коротковолновые колебания П. обычно рассматриваются в задачах о распространении волн в П. (в частности, радиоволн в ионосфере). Для таких волн можно пользоваться приближением геометрич. оптики, т. е., пренебрегая эффектом дифракции, перейти к представлению о лучах. Такое приближение позволяет получить довольно полную картину распространения коротковолновых колебаний в неоднородной П., за исключением нек-рых более тонких эффектов, связанных с отражением волн от более плотных слоев П., с рассеянием волн на неоднородностях и т. д. (см. *Ионосфера*).

В неоднородной П. наряду с теми колебаниями, к-рые существуют в однородной П., могут появляться новые ветви колебаний. Для П. с резкой границей соответствующие колебания представляют собой различного рода поверхностные волны. В случае слабо неоднородной П., когда длина волны значительно меньше характерных размеров (длины, на к-рой заметно изменяется плотность и темп-ра П.), в П. с сильным магнитным полем могут распространяться т. н. дрейфовые волны. Фазовая скорость этих волн поперек магнитного поля — порядка величины дрейфовой скорости частиц. Благодаря этому дрейфовые волны сильно взаимодействуют с частицами.

## В. Устойчивость П.

Если малые возмущения равновесного состояния нарастают со временем, то такое равновесие неустойчиво. Т. о., исследование устойчивости сводится к изучению поведения во времени малых возмущений; поэтому теоретич. постановка задач на устойчивость ничем не отличается от постановки задач на определение собств. частот малых колебаний П.

Ввиду того что П. обладает большим числом различных ветвей колебаний, вместо постановки задачи на устойчивость в целом приходится выделять отдельные «элементарные» механизмы неустойчивости. Прежде всего целесообразно разделить неустойчивости на гидромагнитные, к-рые связаны с перемещением в пространстве отдельных макроскопич. участков П. в целом, и кинетические, для к-рых оказывается существенным различие в поведении отдельных групп частиц.

Для полностью ионизованной П. в магнитном поле из неустойчивостей 1-й группы выделяется наиболее опасная — конвективная, или желобковая, неустойчивость. Эта неустойчивость — следствие диамагнетизма П., в силу к-рого она выталкивается из областей с более сильным магнитным полем. При  $\rho = H^2/8\pi$ , когда внутри П. магнитное поле отсутствует, граница П. устойчива, если магнитное поле нарастает от границы наружу, и неустойчива в противоположном случае. Для П. низкого давления ( $\beta = 8\pi\rho/H^2 \ll 1$ ) в магнитной ловушке с замкнутыми силовыми линиями условие конвективной устойчи-

ности имеет вид

$$\frac{dp}{dU} > -\frac{\gamma p}{U}, \quad (22)$$

где  $U$  — интеграл вдоль силовой линии:  $U = \int \frac{dl}{H}$ ;

$\gamma$  — показатель адиабаты.

Для конфигураций с незамкнутыми силовыми линиями появляется дополнительный стабилизирующий эффект, связанный с перекрещенностью силовых линий. Для прямого плазменного шнура, напр., условие конвективной устойчивости (условие Сайдема) имеет вид

$$8\pi r' < \frac{1}{4} H_z^2 \rho (\mu'/\mu)^2, \quad (23)$$

где  $\rho$  — расстояние от оси шнура,  $\mu = H_\phi/\rho H_z$ ,  $H_\phi$  — азимутальная,  $H_z$  — продольная компоненты магнитного поля, а штрих означает дифференцирование по  $r$ .

Кроме того, конвективная неустойчивость П. в магнитных ловушках может быть стабилизирована при наличии электрического контакта между П. и проводящими стенками, когда концы силовых линий оказываются «вмороженными» в жесткие проводящие торцы.

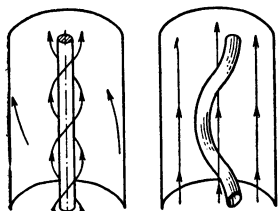


Рис. 1.

При очень малой кривизне силовых линий магнитного поля появляется возможность стабилизации желобковой неустойчивости за счет эффекта конечного ларморовского радиуса ионов. Соответствующее условие устойчивости имеет вид  $Rr_i^2 > a^3$ , где  $R$  — средний радиус кривизны силовых линий,  $r_i = v_{Ti}/\Omega_{Hi}$  — средний ларморовский радиус ионов,  $a$  — поперечный размер плазменного сгустка.

В сильноточном разряде с продольным магнитным полем весьма существенна винтовая неустойчивость, отражающая тенденцию плазменного шнура к такому изгибанию, при котором происходит уменьшение энергии азимутального магнитного поля (рис. 1). Соответствующее условие устойчивости (условие Крускала — Шафранова) имеет вид  $H_\phi/H_z < 2\pi a/L$ , где  $a$  — радиус шнура,  $L$  — его длина. Это условие означает, что шаг силовых линий магнитного поля должен быть больше шага винтового искривления шнура.

С точки зрения удержания частиц магнитным полем, весьма важны различного рода диссипативные неустойчивости (обусловленные столкновениями). К числу диссипативных неустойчивостей относится, напр., токово-конвективная неустойчивость, развивающаяся в П. с продольным током при наличии градиента проводимости.

В высокотемпературной П., когда столкновений практически нет, диссипативные неустойчивости переходят в дрейфовую, причем роль механизма диссипации берет на себя затухание Ландау. Эту неустойчивость можно отнести к кинетическим, поскольку раскачка дрейфовых волн производится группой резонансных частиц, получающих возможность дрейфовать поперек магнитного поля в электрич. поле волны.

Из др. неустойчивостей кинетич. характера следует упомянуть неустойчивость неизотропной П., существенной для адиабатич. ловушек с магнитными пробками. Этой неустойчивости подвержена П. с различными темп-рами вдоль и поперек магнитного поля. В П. низкой плотности она имеет вид резонансного взаимодействия циклотронных колебаний ионов с ларморовскими колебаниями электронов, при более высокой плотности может иметь место раскачка ион-

ных, альфвеновских и магнито-звуковых колебаний. При  $\beta \sim 1$  неустойчивость проявляется в тенденции к разбиению П. на отдельные сгустки. В отсутствие магнитного поля неустойчивость развивается на возмущениях с длиной волны  $\sim c/\omega_0$ .

Еще один очень широкий класс кинетич. неустойчивостей — пучковые неустойчивости. Они весьма существенны для плазменных систем с направленными потоками частиц. В тороидальных разрядах такие пучки могут возникать сами собой в результате ускорения группы электронов в продольном электрич. поле («убегающие» электроны).

## VI. Нелинейные процессы в П.

В реальных условиях за счет тех или иных неустойчивостей в П. зачастую развиваются настолько сильные шумы и колебания, что появляется заметное взаимодействие между отдельными гармониками колебаний, т. е. происходит переход к турбулентному состоянию.

Нелинейные эффекты проявляются, в частности, в волнах конечной амплитуды, когда существенно изменяется характер взаимодействия волны с резонансными частицами; такая волна создает «плато» на усредненной ф-ции распределения, что соответствует «захвату» волной тех частиц, к-рые отражаются потенциальными барьерами. В результате, затухание Ландау в чистом виде для таких волн исчезает, и лишь при учете столкновений между частицами появляется затухание значительно меньшей величины.

При достаточно большой амплитуде нелинейные колебания неустойчивы; в конвективных ячейках эта неустойчивость проявляется в появлении вторичного течения, а в нелинейных волнах она приводит к т. н. распаду волн, т. е. к возбуждению вторичных волн, связанных с основной волной законами сохранения энергии и импульса. Эти процессы приводят к развитию турбулентности в П., т. е. к возбуждению большого числа коллективных степеней свободы. По своей природе турбулентность П. сходна с др. коллективными процессами в системах многих частиц (см. *Кооперативные явления*).

В зависимости от того, какой именно механизм приводит к раскачке колебаний, в П. могут развиваться весьма разнообразные турбулентные движения. По характеру этого движения целесообразно различать слабую и сильную турбулентности. К слабой турбулентности приводят такие неустойчивости, у к-рых время нарастания малых возмущений значительно больше периода колебаний. В этом случае турбулентное движение представляет собой набор слабо взаимодействующих волн. Для «распадного» спектра колебаний, когда разрешены процессы распада волн на две и слияния двух волн в одну, именно эти процессы определяют стационарный уровень шумов.

В тех случаях, когда неустойчивость вызывается небольшой группой резонансных частиц, задача упрощается: процессы распада не играют роли, а основным эффектом является влияние волн на усредненную ф-цию распределения. Такая слабая турбулентность удовлетворительно описывается в квазилинейном приближении, т. е. в пренебрежении процессами распада.

В обратном предельном случае, когда инкремент нарастания малых колебаний больше или порядка их частоты, можно ожидать развития сильной турбулентности, сходной с турбулентностью обычной жидкости: движение П. в этом случае представляет собой набор хаотич. пульсаций. Для исследования таких движений П. применяются приближенные методы обычной гидродинамики (соображения размерности, введение длины перемешивания, слабая связь и т. д.).

В разреженной П. коллективное взаимодействие частиц через колебания может быть значительно

сильнее взаимодействия посредством парных столкновений. Именно коллективное взаимодействие приводит к аномальной, или усиленной диффузии П. поперек магнитного поля. В зависимости от того, какой именно механизм приводит к развитию колебаний, диффузионные потоки заряженных частиц в магнитном поле могут изменяться в самых широких пределах, так что эффективный коэфф. диффузии может изменяться от своего классич. значения, обусловленного парными столкновениями, до некоего максимального, к-рое для слабо ионизованной П. определяется коэфф. диффузии в отсутствие магнитного поля (для полностью ионизованной П. последняя величина не имеет прямого смысла, т. к. при этом время расширения плазменного сгустка определяется просто гидродинамич. разлетом с тепловой скоростью). Удобной величиной, к к-рой можно относить реальный коэфф. диффузии, является коэфф. диффузии Бома  $D_B \approx cT/eH$ , предложенный из соображений размерности и представляющий собой среднее геометрическое из вышеуказанных предельных значений  $D$ . Вследствие нелинейности процесса турбулентного переноса частиц коэфф. диффузии — лишь условная величина, характеризующая только порядок величины скорости утечки частиц. Истинная же связь между величиной потока частиц и градиентом плотности вообще не обязана быть линейной.

К др. явлениям, в к-рых турбулентность П. играет существ. роль, относятся ударные волны в разреженной (бесстолкновительной) П. (где турбулентность обеспечивает механизм диссипации, определяющей структуру фронта волны), взаимодействие пучков с плазмой (т. н. аномальное торможение), турбулентные магнитогидродинамич. течения и т. п.

### VII. Диагностика П.

Диагностика П., т. е. совокупность методов исследования процессов в П. и измерения ее параметров, представляет собой самостоят. раздел экспериментальной физики П. [15].

Для П. с не очень высокой плотностью энергии наиболее удобен для измерения плотности и темп-ры П. электрич. зонд Ленгмюра. В простейшем варианте зонд представляет собой небольшого размера металлич. тело, вводимое в П. Обычно применяются плоские зонды (небольшие плоские диски, вводимые в П. или располагаемые на внутр. стенке разрядной камеры), сферические (небольшие металлич. шарики) и цилиндрические. Часто применяется плоский зонд с охранным кольцом. По вольтамперной характеристике зонда, т. е. по зависимости собираемого им тока  $I$  от потенциала  $\phi$ , можно определить такие важные локальные параметры П., как темп-ру, плотность и потенциал, а с помощью подвижных зондов можно найти распределение этих величин в пространстве. Вольтамперная характеристика зонда имеет вид, показанный на рисунке 2, где по оси абсцисс отложен потенциал зонда  $\phi$  по отношению к П., а по оси ординат — ток на зонд  $I$ . Положительно заряженный зонд ( $\phi > 0$ ) собирает только электронный ток насыщения, равный  $I = I_s = en\bar{v}_e S/4$ , где  $n$  — плотность электронов,  $\bar{v}_e$  — их средняя тепловая скорость,  $S$  — поверхность зонда. При  $\phi < 0$  зонд собирает как электронный, так и ионный токи. Т. к. электроны в поле отрицательно заряженного зонда распределены по закону Больцмана, полный ток  $I = \frac{1}{4}nev_e S \exp(+e\phi/T) + I_i$ , где  $I_i$  — ионный ток. Поскольку электронная тепловая скорость значительно больше ионной (в  $\sqrt{MT_e/mT_i}$  раз), то при не очень больших отрицат.

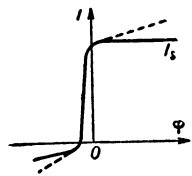


Рис. 2.

рассуждениях ток на зонд определяется электронной компонентой. В этой области  $\ln I$  зависит от потенциала зонда линейно, и, следовательно, по наклону зондовой характеристики в полулогарифмическом масштабе можно определить электронную темп-ру. Зная  $T_e$  и  $I_s$ , можно определить плотность электронов  $n_e$ , а значение потенциала в точке излома характеристики определяет потенциал П. в исследуемой точке. Этот прием непригоден для П. в магнитном поле, когда электронный ток насыщения зависит от коэфф. поперечной диффузии электронов. В этом случае используется ионная часть характеристики, начинающаяся при столь больших значениях  $|\phi|$ , что электронный ток становится сравнимым с ионным (или меньше его). На рис. 2 ионная часть расположена слева от т. н. «плавающего» потенциала  $\phi_s$ , при к-ром ионный и электронный токи в точности равны (плавающий потенциал приобретает любое металлич. тело, изолированное от внешних проводников).

Т. к. зонд поглощает падающие на него заряженные частицы, то плотность П. вблизи зонда (вне области переходного слоя, где происходит скачок потенциала) уменьшается по сравнению со средней, грубо говоря, в 2 раза. Вследствие этого потенциал П. вблизи зонда понижается на величину  $\sim T_e/e$  и в П. появляется электрич. поле, ускоряющее падающие на зонд ионы до энергии  $\sim T_e$ . Согласно Бому, этот эффект приводит к след. величине ионного тока:  $I_i = 0,4enS \sqrt{2T_e/M}$ . Вычитая из полного тока  $I$  ионный  $I_i$ , можно по наклону прямой  $\ln(I - I_i)$  в зависимости от  $\phi$  определить  $T_e$ , затем по последней ф-ле найти плотность  $n$ .

Более точные измерения показывают, что в области насыщения имеет место небольшое возрастание электронного и ионного токов за счет увеличения эффективной поверхности, собирающей частицы [10].

Обычно потенциал зонда задается по отношению к аноду или противозонду — вводимому в П. телу, более массивному, чем зонд. Поэтому метод одиночного зонда применим только для стационарных разрядов. При исследовании нестационарных разрядов пользуются методом двойного зонда, при к-ром измеряется зависимость тока от разности потенциалов между двумя близко расположенными металлич. дисками. Когда распределение электронов по скоростям заметно отличается от максвелловского, пользуются более сложными зондами с дополнит. сетками. По зависимости тока на зонд от величины запирающего потенциала сетки можно восстановить ф-цию распределения электронов по скорости. Этот метод применяется, в частности, при исследовании взаимодействия электронных пучков с П.

При изучении динамики П. в магнитном поле наряду с электрич. употребляются магнитные зонды в виде миниатюрных катушек. Такие зонды позволяют измерить локальное значение производной по времени от магнитного поля, а после интегрирования сигнала по времени — и само магнитное поле. В тех случаях, когда большой интерес представляет распределение тока, а не магнитного поля, применяются пояса Роговского, с помощью к-рых измеряют производную по времени от тока, проникающего через заданное сечение (см. *Магнитный потенциаломер*).

К горячей плотной П. зондовая методика неприменима из-за распыления материала зонда. В этом случае на первый план выступают методы, связанные с исследованием излучения П. Ценные качественные сведения дает фотографирование П. (в импульсных процессах — либо скоростная фоторегистрация, либо фоторазвертка с помощью вращающегося зеркала). Если интенсивность света мала, то в дополнение к этому пользуются электронно-оптич. преобразователями. Так исследуется движение П. в импульсных раз-

рядах, распространение ударных волн в П., движение плазменных сгустков в магнитном поле, обтекание П. твердых тел и т. д. Для П. с очень высокой темп-рой и плотностью возможно фотографирование в рентгеновских лучах.

Исследование спектра оптич. излучения П. позволяет определить многие ее параметры. По доплеровскому и штарковскому уширениям спектральных линий можно определить темп-ру и плотность ионов. По интенсивности излучения можно оценить количество примесей, плотность и темп-ру электронов. Регистрация мягкого и жесткого рентгеновских излучений позволяет установить наличие быстрых электронов в разрядах. Лазерные световые пучки позволяют перейти к активной диагностике в оптич. диапазоне. Измерение интенсивности и спектрального состава рассеянного излучения дает возможность определить темп-ру и плотность электронов.

Кроме оптич. диапазона, широко пользуются радиодиапазоном электромагнитного излучения [16]. Радиоволновое зондирование позволяет определить среднюю плотность П. — по набегу фазы или повороту плоскости поляризации, распределение плотности в пространстве — по отражению радиоволн разных частот от областей с более плотной П. В нек-рых экспериментах с П. малой плотности можно пользоваться резонаторным методом, позволяющим определять среднюю плотность П. по сдвигу соств. частот резонатора. Измерение соств. шумов П. в радиодиапазоне позволяет оценить темп-ру электронов и ионов, если эти шумы тепловые, или определить уровень надтепловых шумов, если имеет место подпитка колебаний со стороны неравновесных процессов в П. Рядом преимуществ, с точки зрения диагностики, обладают низкочастотные колебания П. — ионно-звукотные, альфвеновские и магнито-звуковые, к-рые достаточно чувствительны к таким параметрам П., как плотность, ионная и электронная темп-ры. Кроме зондирования радиоволнами, применяется зондирование П. пучками. По ослаблению нейтральных пучков за счет перезарядки можно измерять плотность и темп-ру ионов, по отклонению пучков заряженных частиц — распределение электрич. и магнитных полей в П. Особенно стоят методы, связанные с выводом из П. отдельных сгустков. Таким способом можно измерять проводимость П. по толщине скин-слоя во внешнем магнитном поле, исследовать состав П. масс-спектрографом и т. д.

Важную роль играет также исследование процессов взаимодействия П. со стенками камеры. Сюда относятся измерения полного излучения П., потока частиц и энергии на стенки, исследование состава и распределения частиц по энергии. Здесь применяются термометры, болометры, стеночные зонды, масс-спектрометры и т. п.

Лит.: 1) Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1957; 2) А р ц и м о в и ч Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; 3) Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. [Сб. статей], т. 1—4, М., 1958; 4) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т. 1, М., 1959; 5) А л ь ф в е н Х., Космическая электродинамика, пер. с англ., М., 1952; 6) П и к е л ь н е р С. Б., Основы космической электродинамики, М., 1961; 7) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960; 8) С и л и н В. П., Р у х а д з е А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; 9) Э н г е л ь А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; 10) Г р а н о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; 11) Б р а у н С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961; 12) Р е д е н о в А. А., В е л и х о в Е. П., С а г д е е в Р. З., «ВФН», 1961, т. 73, вып. 4, с. 701; 13) В о h n D., в кн.: The characteristics of electrical discharges in magnetic fields, N. Y., 1949; 14) К а д о м ц е в Б. Б., «Ядерный синтез», 1961, т. 1, с. 286; 15) Р у с а н о в В. Д., Современные методы исследования плазмы, М., 1962; 16) Г о л а н т В. Е., «ЖТФ», 1960, т. 30, № 11, с. 1265; 17) Вопросы теории плазмы. Сб. статей, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1—3, М., 1963; 18) Ф р а н к-К а м е н е ц к и й Д. А.,

Плазма — четвертое состояние вещества, М., 1961; 19) А р ц и м о в и ч Л. А., Элементарная физика плазмы, М., 1963.

Б. В. Кадомцев.

**ПЛАЗМА ТВЕРДЫХ ТЕЛ** — система положительных и отрицательных носителей заряда (электронов и дырок) в твердых телах. Характерным свойством П. т. т. является наличие коллективных возбуждений — плазменных колебаний.

Поскольку в П. т. т. включаются только электроны и дырки (но не кристаллич. решетка), то, в отличие от газовой плазмы, П. т. т. может быть заряженной (электронная плазма металлов; электронная или дырочная плазма полупроводников; плазма с неравной концентрацией электронов и дырок в сплавах) или нейтральной (электронно-дырочная плазма полупроводников и полуметаллов); плотность частиц в плазме для различных твердых тел варьирует от нуля до  $10^{22} \text{ см}^{-3}$  для заряженной плазмы и до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  для нейтральной плазмы.

Нек-рые свойства П. т. т. (термодинамич. свойства, кинетич. коэффициенты) в значительной степени связаны с типом и особенностями кристаллич. решетки твердого тела и со взаимодействием носителей заряда с решеткой; с другой стороны, в ряде случаев П. т. т. можно рассматривать как почти изолированную подсистему твердого тела (слабо взаимодействующую с решеткой) и изучать свойства этой подсистемы.

Плазменные колебания. П л а з м а м е т а л л о в. В электронной плазме металлов могут существовать ленгмюровские колебания [1]. При этих колебаниях на плоский слой электронов плотностью  $n$ , смещенный от положения равновесия на расстояние  $\delta x$ , действует возвращающая сила  $\delta F = eE = -e^4 \pi n e \delta x$  ( $e$  — заряд электрона,  $E$  — напряженность электрич. поля), вызывающая колебания около положения равновесия с плазменной частотой  $\omega_p$ :  $\omega_p^2 = -\delta F / m \delta x = 4\pi n e^2 / m$  ( $m$  — масса электрона). В металлах  $\omega_p \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ .

На границе металла с вакуумом в электронной плазме могут распространяться поверхностные волны [2], потенциал  $\Phi$  электрич. поля  $k$ -рых гармонически меняется вдоль границы и во времени и экспоненциально спадает по обе стороны от границы:  $\Phi = \Phi_0 \exp(-k|x|) \cdot \cos(kz - \omega t)$ ;  $k$  — волновое число. Поскольку нормальная к границе компонента вектора электростатич. индукции  $-\epsilon \partial \Phi / \partial x$  непрерывна, частота поверхностной волны должна удовлетворять равенству  $\epsilon(\omega) = -1$  [где  $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$  — диэлектрич. проницаемость электронной плазмы], т. е.  $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$ . Колебания с плазменной частотой  $\omega_p$  и с пониженной плазменной частотой  $\omega_p / \sqrt{2}$  косвенно наблюдаются в опытах по прохождению через тонкую фольгу электронов [1], возбуждающих такие колебания и теряющих при этом энергию  $\hbar \omega_p$ ,  $2\hbar \omega_p$  ... или  $\hbar \omega_p / \sqrt{2}$  (равную по порядку величины неск. десяткам  $eV$ ). Сравнение теоретич. и экспериментальных значений частоты  $\omega_p$  показывает, что электронная плазма металлов образована валентными электронами атомов решетки.

При наличии сильного внешнего магнитного поля  $H_0$  в электронной плазме плотностью  $n$  могут распространяться спиральные волны [3]. Если волна распространяется вдоль силовых линий поля  $H_0$ , то электроны плазмы, совершая под действием электрич. поля волны  $E$  дрейфовое движение со скоростью  $V = cE/H_0$  ( $c$  — скорость света), создают ток  $neV$ , поддерживающий переменные электрическое  $E$  и магнитное  $H$  поля:  $[ik, H] = [ik, [(ck/\omega), E]] = 4\pi neV/c$ . Таким образом, частота  $\omega$  спиральной волны связана с волновым числом  $k = |k|$  соотношением:  $\omega = k^2 c^2 H_0 / (4\pi ne)$ . Вследствие трения электронной плазмы о кристаллич. решетку (импульс электронов передается фононам, примесям и т. д.) спиральная волна затухает за время, примерно равное  $\omega \tau$  периодам колебания ( $\omega \tau = eH_0 / mc$  — циклотронная частота;  $\tau$  — время релаксации импульса). Для  $H_0 \approx 10 \text{ кгс}$  и  $m \approx 10^{-27} \text{ г}$   $\omega \tau \approx 10^{11} \text{ гц}$ . При  $T \approx 300^\circ \text{ К}$   $\tau \approx 10^{-13} \text{ сек}$ , но может возрасти на неск. порядков при понижении темп-ры до гелиевой. На опыте стоячие спиральные волны наблюдаются при исследовании низкочастотного магнитоплазменного резонанса, имеющего место при возбуждении в металлах, пластинке толщиной  $d$  колебания с частотой  $\omega_N = N^2 \pi c H_0 / 4\pi n e d^2$  ( $N = 1, 2, \dots$ ). Для металлич. пластинки толщиной неск. мм при  $H_0$  неск. кгс резонансная частота составляет десятки гц. Изучение этого резонанса позволяет найти постоянную Холла и магнитосопротивление металла; теории хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для Ag, Au, Pb, Sn, Zn, Cd, Hg [4].

Нейтральной плазма полуметаллов и полупроводников. В такой плазме, наряду с ленг-

мировскими колебаниями могут существовать пролонные электронно-дырочные звуковые волны. Если, напр., массы дырок  $m_+$  и электронов  $m_-$  и средние энергии их хаотич. движения  $T_+, T_-$  удовлетворяют неравенствам:  $m_+ \gg m_-$  и  $T_+ \gg T_-$ , то в такой волне дырки движутся со скоростью  $v_+$  под действием переменного электрич. поля  $m_+ \frac{dv_+}{dt} = -eV\Phi$ , создаваемого пространственным зарядом:  $-\nabla^2\Phi = 4\pi e(n_+ - n_-)$ ; плотность дырок  $n_+$  связана с их скоростью:  $dn_+/dt = -n_+ v_+$ ; плотность электронов  $n_-$  при достаточно большой частоте столкновений определяется распределением Больцмана:  $n_- = n_{ex} \exp(-e\Phi/T)$ . Для плоской волны малой амплитуды получаем отсюда связь частоты с волновым вектором:  $\omega = C_s k / (1 + k^2 D^2)^{1/2}$ , где  $C_s = \sqrt{T_- / m_+}$ ,  $D = \sqrt{T_- / 4\pi n e^2}$  — дебаевский радиус экранирования. При  $T_- \approx 0,1$  эв и  $m_+ \approx 10^{-27}$  г скорость электронно-дырочного звука равна  $C_s \approx 10^7$  см/сек.

При наличии внешнего магнитного поля  $H_0$  в нейтральной плазме могут распространяться альфеновские волны. Магнитное поле циркулярно-поляризованной волны, распространяющейся вдоль  $H_0$ , определяется равенством:

$$[ik, H] = \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} n_{\alpha} e_{\alpha} v_{\alpha} - i\epsilon\omega E/c,$$

где  $e_{\alpha}$ ,  $n_{\alpha}$  и  $v_{\alpha} = (e_{\alpha} E / m_{\alpha}) (\omega + \omega_H \alpha)^{-1}$  — заряд, плотность и скорость носителей сорта  $\alpha$  в электрич. поле волны,  $H = [ck, \omega, E]$ , а суммирование производится по сортам носителей. Отсюда следует, что

$$k^2 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_H \alpha)} \right\}. \quad (*)$$

и, если плазма нейтральна ( $\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0$ ), при частотах  $\omega \ll \omega_H \alpha$  возможно распространение альфеновской волны:  $\omega = H_0 k (\sum_{\alpha} 4\pi n_{\alpha} m_{\alpha})^{-1/2}$  (при условии, что альфеновская скорость значительно превышает скорость света в среде  $c/\sqrt{\epsilon}$ ). Для  $H_0 \approx 1$  кэс,  $n = 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $m \approx 10^{-27}$  г альфеновская скорость составляет  $10^9$  см/сек. При достаточно большом внешнем магнитном поле  $H_0$  наблюдается циклотронное поглощение спиральных и альфеновских волн плазмой носителей, имеющее место в случае, когда частота волны в системе координат, связанной с движущимся носителем,  $\omega' = \omega - kv$ , совпадает с частотой обращения носителя в магнитном поле:  $\omega' = \omega_H$ . Если внешнее магнитное поле таково, что удовлетворится неравенство  $\omega_H > \omega + v_F k$  ( $\omega$  где  $v_F$  — фермиевская скорость носителей,  $v_F \approx 10^7 - 10^9$  для различных тел), то совпадение частот  $\omega'$  и  $\omega_H$  невозможно и циклотронное поглощение отсутствует. Распространение альфеновских волн в П. т. и циклотронное затухание наблюдались в Вн и сплавах Вн + Тл, Вн + Sn [5, 6, 7].

Заряженная плазма полупроводников. Наличие заряженной (электронной, дырочной или электронно-дырочной) плазмы в полупроводниках приводит к возникновению магнитоплазменного резонанса, к-рый наблюдается при взаимодействии однородного высокочастотного электрич. поля  $E$  на полупроводниковый образец, помещенный в постоянное магнитное поле  $H_0$ . В случае носителей одного сорта и  $E \perp H$  из уравнения (\*) следует (вследствие однородности поля  $k = 0$ ), что резонанс имеет место при условии  $\omega^2 - |\omega_H \omega| = \omega_p^2$  [учет деполаризации в образце приводит к замене  $\omega_p$  на  $\sqrt{A}\omega_p$ , где  $A = L(1 + \kappa L)^{-1}$ ,  $\kappa$  — диэлектрич. восприимчивость кристаллич. решетки,  $L$  — фактор деполаризации образца]. Сравнение теоретических и экспериментальных данных (проведенное для Ge) позволяет определить плотность плазмы, эффективные массы носителей и частоту соударений [8].

Взаимодействие П. т. с решеткой кристалла приводит к ряду эффектов, проявляющихся при распространении звука в твердых телах. Движение П. т. в переменном электрич. поле, возникающем вследствие деформации кристаллич. решетки при распространении звуковой волны, приводит к изменению скорости звука во внешнем магнитном поле. Относит. изменение скорости звука  $\Delta s/s$ , равное по порядку величины отношению поперечной силы  $[J, H/c]$  к упругой силе  $-\nabla p$ , измерено в ряде твердых (Cu, Ag, Au, Al, Ta, V) и жидких (Hg, Al, Pb, Sn, K, Na) металлов; экспериментальные и теоретические значения  $\Delta s/s$  при  $H_0 \approx 10^6$  кэс порядка  $10^{-5}$  и хорошо согласуются между собой [9].

Если плазма носителей заряда вырождена, то при волновом числе звуковой волны  $k$ , равном удвоенному волновому числу ферми-сферы  $2k_F$ , на кривой зависимости частоты звука от  $k$  имеется особенность [10]. При частоте звука  $\omega = 4\pi n e^2 / c H_0$ , соответствующей точке пересечения дисперсионных кривых звуковой ( $\omega = sk$ ) и спиральной ( $\omega = k^2 c H_0 / 4\pi n e$ ) волн, должно иметь место аномальное поглощение [11]. Аналогичное явление должно наблюдаться при частотах, соответствующих точкам пересече-

ния дисперсионной кривой звука с дисперсионными кривыми электронно-дырочного звука, альфеновской волны и т. д. Затухание звуковых волн, обусловленное взаимодействием с П. т., имеет разную природу в различных твердых телах. Причиной затухания звука в заряженной решетке металла или полупроводника (где при движении решетки возмущается ее объемный заряд) является вязкость  $\eta$  заряженной плазмы носителей. Звуковая волна, в к-рой не возникает объемного заряда ионов (поперечная волна в диэлектрике, полупроводнике), затухает из-за джоулевых потерь у носителей. При наличии сильного внешнего магнитного поля ( $\omega_H \tau \gg 1$ ) затухание звука может достигать большой величины из-за появления у носителей (колеблющихся с продольной скоростью  $v_{||}$  под влиянием деформации решетки вдоль направления распространения волны) большой поперечной скорости  $v_{\perp} = \omega_H v_{||}$ .

Экспериментальное наблюдение затухания звука согласуется с теорией и позволяет определить ряд характеристик П. т. т. [12].

Движение плазмы носителей в твердом теле, возникающее при наложении внешнего электрич. поля, в ряде случаев оказывается неустойчивым. Возмущения, развивающиеся в такой неустойчивой плазме, могут достигать значительной величины и изменять характер прохождения тока через твердое тело.

Диссипативные механизмы, обуславливающие в обычных условиях затухание звука, при достаточно быстром движении плазмы носителей в кристаллич. решетке приводят к усилению звуковых волн [12].

При распространении длинноволнового звука в заряженной решетке металла или полупроводника носители совершают колебания под действием силы  $F$  со стороны решетки и под действием силы вязкости  $\eta \nabla^2 v = -k^2 \eta v$ . Поскольку возмущения объемного заряда для плазмы большой плотности должны отсутствовать, возмущения плотности носителей  $\delta n = nk v / (\omega - kU)$  ( $U$  — дрейфовая скорость носителей,  $v$  — колебательная скорость носителей) и решетки  $\delta N = nk v / \omega$  ( $\omega$  — скорость решетки) равны, так что  $v = (1 - kU/ks) w$  и, следовательно, сила, действующая со стороны носителей на решетку,  $-F = k^2 \eta v$ , равна  $k^2 \eta (1 - kU/ks) w$ . При  $U = 0$  эта сила определяет затухание ультразвука [13], а при  $U > s \approx 10^6 - 10^8$  см/сек приводит к усилению.

Звуковые волны, в к-рых не возникает объемного заряда решетки, вызывают колебательное движение носителей со скоростью  $v = F/\tau m$ , где  $F$  — сила взаимодействия решетки с носителями. Колебания потока носителей, вызванные этой силой, определяются выражением  $i = \delta n \cdot U + nv = (n\tau m) F (1 - kU/ks)^{-1}$ , так что диссипация энергии волны  $Q$  (среднее значение работы, произведенной силой  $F$ ) пропорциональна величине  $\langle iF \rangle = (n\tau m) F^2 / (1 - kU/ks)$ . Ширина резонанса в точке  $U = s$  равна  $\Delta U/U \approx 4\pi\sigma(1 + k^2 D^2) \omega$ , где  $\sigma$  — проводимость. Это выражение удовлетворительно описывает затухание ( $U < s$ ) и усиление ( $U > s$ ) ультразвука в полупроводниках [14].

В скрещенных электрич. и магнитных полях, наложенных на плазму, носители дрейфуют со скоростью  $U = c [E, H] / H_0^2$ . Взаимодействие со звуковой волной, распространяющейся вдоль вектора  $U$ , приводит к появлению в плазме постоянного тока, пропорционального квадрату амплитуды колебательной скорости носителей в волне:

$$\langle i \rangle = \langle \delta n v_{\perp} \rangle = \frac{1}{1 - kU/ks} \frac{e\omega_H \tau n}{s} \langle v_{\parallel}^2 \rangle$$

(ширина резонанса в точке  $U = s$  равна:

$$\Delta U/U \approx V_F k l / [(\omega_H \tau)^2 + (kl)^2] s,$$

где  $V_F$  — средняя скорость хаотич. движения носителей,  $l$  — длина свободного пробега). Работа электрич. поля при  $U = 0$  приводит к затуханию ультразвука, хорошо исследованному экспериментально [15]; при  $U > s$  затухание звука сменяется усилением.

В условиях, когда скорость направленного (дрейфового) движения настолько велика, что возможно усиление звука, может иметь место нарастание амплитуды тепловых звуковых колебаний; поскольку в таких условиях в основном нарастают волны, распространяющиеся вдоль вектора направленной скорости носителей, возникает дополнительная передача импульса направленного движения от плазмы к решетке, т. е. дополнительная сила трения плазмы о кристаллич. решетку. Появление такой силы приводит к излому вольтамперной характеристики исследуемого образца, т. е. к скачкообразному уменьшению в неск. раз наклона кривой зависимости тока от напряжения в отсутствие магнитного поля (увеличение трения уменьшает ток) и к аналогичному скачкообразному возрастанию наклона в сильном магнитном поле (увеличение трения увеличивает ток) [16, 17].

Аналогично усилению и генерации звука, возможно усиление и генерация магнитных возмущений потоком П. т. в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферритах, возбуждение электронно-дырочного звука при встречном движении электронов и дырок (под действием электрич. поля) со скоростью, превышающей  $C_s$ , и т. н.

При наличии градиентов электрич. потенциала, темп-ры, плотности и т. д. ламинарное течение плазмы может оказаться



неустойчивым, и в ней будут развиваться возмущения (примером может служить винтовая неустойчивость тока [18] в продольном магнитном поле).

При прохождении через П. т. т. сильного электрич. тока в ней наблюдается пинч-эффект — стягивание плазмы в шнур под действием поперечной силы  $[j, H/c]$ , обусловленной взаимодействием тока  $j$  с созданным им самим магнитным полем  $H$  (пинч-эффект наблюдается в  $InSb$  и  $Zn$  при токе в неск. десятков а) [19]. Темп-ра и плотность такого сжатого состояния плазмы определяются балансом сил, действующих в плазменном шнуре (равновесие кинетич. давления плазмы и давления магнитного поля), и балансом подвода (джоулево тепло) и отвода (нагревание решетки, теплопроводность) энергии. Образование плазменного шнура может сопровождаться рядом вторичных явлений: значительным изменением электросопротивления (т. е. вольтамперной характеристики); возбуждением стоячих звуковых волн в образце; появлением свечения, обусловленного рекомбинацией электронов и дырок в плазме с неравновесной плотностью носителей; нагревом и плавлением кристаллич. решетки в области плазменного шнура; раскалыванием образца под действием возникающих при пинч-эффекте механич. и термич. напряжений и т. п. Наряду с методом пропускания сильного тока через  $p-n$ -переход [20] пинч-эффект в П. т. т. может служить для создания лазера, использующего рекомбинационное излучение электронно-дырочных пар и преобразующего электрич. энергию непосредственно на энергию когерентного светового излучения.

Лит.: 1) Пайндл, «УФН», 1957, т. 62, вып. 4, с. 399; 2) Ritchie R. H., «Prog. Theor. Phys.», 1963, v. 29, № 4, p. 607; 3) Bowers R. [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 9, p. 339; 4) Chambers R. G., Jones B. K., «Proc. Roy. Soc. A», 1962, v. 270, № 1342, p. 417; 5) Buchsbaum S. J., Galt J. K., «Phys. Fluids», 1961, v. 4, № 12, p. 1514; 6) Kirsh J., Miller P. B., «Phys. Rev. Letters», 1962, v. 9, p. 421; 7) Taylor M. T. [a. o.], «Phys. Letters», 1963, v. 6, № 2, p. 159; 8) Dresselhaus G. [a. o.], «Phys. Rev.», 1955, v. 100, № 2, p. 618; Michel R. E., Rosenblum B., там же, 1962, v. 123, № 4, p. 1646; 9) Alergs G. A., Fleury P. A., там же, 1963, v. 129, № 6, p. 2425; 10) Kohn W., «Phys. Rev. Letters», 1959, v. 2, № 9, p. 393; 11) Крамов Г., «ФТТ», 1963, т. 5, вып. 5, с. 1310; 12) Веденов А. А., Великов Е. П., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 3, с. 1110; 13) Mason W. P., Bömmel H. E., «J. Acoust. Soc. America», 1956, v. 28, № 5, p. 930; Harrison M. J., «Phys. Rev.», 1960, v. 119, № 4, p. 1260; 14) Hutson A. R. [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 6, p. 237; 15) Reneker D. H., «Phys. Rev.», 1959, v. 115, № 2, p. 303; 16) Esaki L., «Phys. Rev. Letters», 1962, v. 8, № 1, p. 4; 17) Hutson A. R., там же, 1962, v. 9, № 7, p. 296; 18) Hurwitz C. E., McWhorter A. L., там же, 1963, v. 10, № 1, p. 20; 19) Ancker-Johnson B., Drummond J., «Phys. Rev.», 1963, v. 131, № 5, p. 1961; Осипов В. Х., Хошев А., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 4, с. 1179; 20) Hall R. N. [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1962, v. 9, № 9, p. 366; 21) Bowers R., «Scient. Amer.», 1963, v. 209, № 5.

А. А. Веденов.

**ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ** — реактивные двигатели, разгоняющие, а также выбрасывающие вещество в состоянии плазмы. П. д. могут быть ядерные и электрические. В ядерных П. д. рабочее вещество, проходя через газовый ядерный реактор, нагревается до очень большой темп-ры, превращается в плазму, а затем вытекает из специального сопла, где его тепловая энергия переходит в кинетическую. В электрических П. д. энергия, необходимая для разгона плазмы, поступает от электрич. источников энергии. Подробнее см. *Электрореактивные двигатели*.

**ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ**. Использование плазмы в системах, преобразующих тепловую энергию в электрическую, открывает новые возможности создания высокотемпературных преобразователей, т. к. для газового проводника опадает проблема поддержания необходимой механич. прочности при высоких темп-рах. Плазма применяется: а) в термоэлектронных и б) в магнитоплазмотридах. (МПД) генераторах электроэнергии.

**Термоэлектронный генератор** (термоэлектронный преобразователь) энергии (ТЭП) работает следующим образом. С поверхности горячего металла с большой работой выхода (катода) «испаряются» электроны. Пролетев межэлектродный промежуток, электроны «конденсируются» в холодном металле с малой работой выхода (аноде). Остаток потенциальной энергии электронов используется для совершения полезной работы во внешней цепи.

Если в промежутке между анодом и катодом нет токов, то пространство заряд испаряющихся электро-

нов ограничивает ток преобразователя. Для нейтрализации этого заряда в промежуток вводят ионы. Т. о. анод и катод оказываются связанными газовым проводником — плазмой.

Одним из способов получения ионов является ионизация паров Cs на поверхности горячего металла с работой выхода, превышающей потенциал ионизации атома Cs. Ионизация может происходить непосредственно на горячем катоде или на дополнит. электроде. Из термостойких металлов в качестве материала катода можно применять W, Ta и Mo [1].

Ионы могут также диффундировать в межэлектродное пространство из плазмы, созданной дополнит. разрядом (рис. 1), использующим часть электрич. энергии, генерируемой ТЭПом [2].

Ток в плазменном преобразователе ограничивается током эмиссии катода. В атмосфере Cs ток эмиссии возрастает из-за образования пленки Cs на катоде. Пленка имеет низкую работу выхода и обеспечивает большой ток эмиссии.

В зависимости от соотношения между длиной свободного пробега  $\lambda$  электрона и расстоянием  $d$  между анодом и катодом преобразователь может работать в кнудсеновском ( $\lambda > d$ ) или диффузионном ( $\lambda < d$ ) режимах. Режим, оптимальный с точки зрения эффективности преобразования, находится между ними, при  $d \sim \lambda$ , т. к. при малой плотности газа не полностью компенсируется объемный заряд, а при большой — растет рассеяние электронов на атомах газа.

На рис. 2 приведена энергетич. схема преобразователя: электрон, испаряющийся с катода, имеет энергию  $\Phi_c$ , равную работе выхода катода. Катод отделен от плазмы скачком потенциала  $\Phi_{ск}$  в дебаевском пограничном слое. Знак и величина  $\Phi_{ск}$  этого скачка зависят от соотношения между током эмиссии и хаотическим током электронов из плазмы  $nv_T/4$ , где  $n$  — плотность электронов в плазме, а  $v_T$  — их тепловая скорость. Электрон преодолевает падение напряжения в плазме  $\Phi_{пл}$  и скатывается в потенциальную яму анода. Разность потенциалов  $\Phi_c - \Phi_a - \Phi_{пл}$  используется во внеш. цепи.

В приэлектродных слоях электроны могут дополнит. нагреваться и расходовать часть энергии на ионизацию газа.

В нек-рых режимах ток в ТЭПе оказывается неустойчивым. Наблюдаются интенсивные колебания тока и напряжения. Сведения о колебаниях, их спектре и природе пока еще очень неполны. Можно, однако, надеяться, что колебат. режим удастся использовать для генерации переменного тока.

КПД преобразователя ограничен потерями на излучение горячего катода, к-рое падает непосредственно на анод, а также потерями, связанными теплопроводностью плазмы, ее сопротивлением и потерями тепла в соединяющих цепях. Эти потери нельзя сделать бесконечно малыми, т. к. теплопроводность металла однозначно связана с электропроводностью. КПД существенно зависит от темп-ры анода и катода — прежде всего из-за изменения КПД соответствующего цикла Карно для электронов. При  $T_k \approx 3000^\circ C$  достижимый КПД близок к 30%; при более реальных

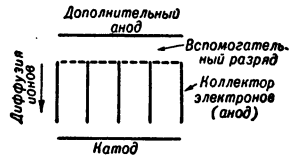


Рис. 1.

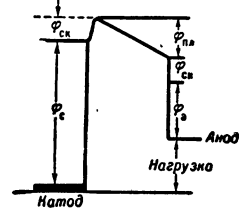


Рис. 2.

темперах он заметно меньше (~20%). ТЭПы в принципе могут обладать высокой надежностью (из-за отсутствия движущихся частей и простоты конструкции) и малым весом на единицу мощности. Наиболее перспективно использование ТЭПов в малогабаритных системах небольшой мощности.

В магнитоплазменных динамических генераторах поток квазинейтральной плазмы, двигаясь поперек магнитного поля  $B$ , совершает работу против тормозящей электромагнитной силы  $(1/c) [j \cdot B]$ , где  $j$  — плотность тока, индуцированного движением.

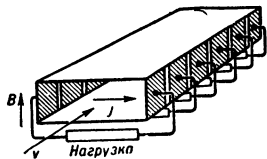


Рис. 3

В простейшем линейном генераторе (рис. 3) плазма движется в прямом канале поперек магнитного поля. На боковых стенках канала расположены электроды.

Такой простейший генератор постоянного тока наз. «кондукционным», или «фарадеевским». Полезная электрич. мощность генератора на единицу объема плазмы равна:

$$-jE = \sigma (vB/c - E) E = \frac{\sigma v^2 B^2}{c^2} \eta (\eta - 1),$$

где  $\eta = \frac{cE}{vB}$  ( $E$  — электрич. поле, связанное с падением напряжения во внешней цепи;  $\sigma$  — проводимость плазмы;  $\eta$  — т. н. «коэффициент нагрузки», равный отношению сопротивления нагрузки к полному сопротивлению нагрузки и плазмы). Поток тепла через  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения генератора равен  $vh$ , где  $v$  — скорость, а  $h$  — энтальпия плазмы. Поэтому доля тепла, преобразованная в электроэнергию, равна:

$$\epsilon \approx \frac{1}{c^2} \frac{\sigma v^2 B^2 \eta (\eta - 1) L}{v_1 h_1 - v_2 h_2},$$

где  $L$  — длина генератора, а индексы: 1 — на входе в канал, 2 — на выходе;

$$L \approx c^2 \frac{v_1 h_1 - v_2 h_2}{\sigma v^2 B^2 \eta (\eta - 1)} \quad \xi \approx c^2 \frac{p}{\sigma v B^2},$$

где  $p$  — давление плазмы. При  $p = 1 \text{ атм} \approx 10^6 \text{ бар}$ ,  $\sigma = 1 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} = 10^{12} \text{ СГСЕ}$ ,  $v = 10^5 \text{ см/сек}$ ,  $B = 10 \text{ кэс}$ , длина генератора должна быть порядка нескольких м. С другой стороны, поток энергии через  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения равен  $\sim vp \approx 10 \text{ кет/см}^2$ . Поэтому линейный генератор малой мощности должен иметь слишком малые поперечные размеры по сравнению с длиной. Это приводит к весьма значительным гидравлическим и тепловым потерям. Линейный генератор становится эффективным лишь при мощностях порядка сотен  $Mem$  [3]. Экспериментальный генератор такого типа мощностью  $\sim 1 Mем$  — Марк - II, построен компанией «Avco».

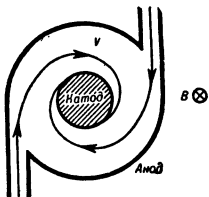


Рис. 4

Эффективным МПД-генератором малой мощности является вихревой генератор, в котором плазма подается тангенциально в зазор между двумя концентрич. цилиндрами-электродами поперек осевого магнитного поля (рис. 4). В этом генераторе радиальная скорость, определяющая расход плазмы и полную мощность генератора, может быть сделана значительно меньше окружной скорости.

МПД-генераторы могут генерировать и переменный ток. Прежде всего это можно сделать в простом кондукционном генераторе, создав в нем вместо постоянного переменное магнитное поле [3]. Во-вторых, плазма может генерировать электроэнергию при торможении в бегущем магнитном поле (индукционный генератор). В линейном индукционном генераторе плазма движется так же, как и на рис. 3. Однако

вместо постоянного магнитного поля обмотки, расположенные на верхней и нижней стенках канала, создают бегущее переменное поле. Это поле индуцирует в плазме замкнутую систему токов Фуко. Если поле движется медленнее плазмы, то плазма тормозится и совершает работу. Индукционный генератор обладает дополнительным преимуществом — он не нуждается в системе электродов, контактирующих с плазмой. Плазма может быть отделена от стенки слоем холодного газа. Основной недостаток индукционного МПД-генератора — большое отношение реактивной мощности к активной — связан с плохой проводимостью плазмы. Это отношение велико для генераторов с мощностью меньше сотен  $Mем$  [7].

Кроме простейшего — линейного — индукционного генератора, возможны различные варианты — вихревой индукционный генератор, спиральный генератор и т. д. [3]. Они обладают рядом технич. преимуществ по сравнению с линейной системой.

В основном эффективность генератора зависит от проводимости плазмы. Плазма, используемая в МПД-генераторах, — это или продукты сгорания химич. топлива, или инертный газ, имеющий значительно меньшее эффективное сечение рассеяния электронов (в «замкнутом цикле»: нагреватель — МПД-генератор — холодильник — компрессор-нагреватель), или пар жидкого металла [3] (замкнутый цикл с насосом вместо компрессора). Во всех трех случаях проводимость самого газа при рабочих температурах ( $3000^\circ \text{C} - 1500^\circ \text{C}$ ) ничтожно мала. Для создания проводимости в газ добавляют пары щелочных металлов (Cs или K), имеющих низкий потенциал ионизации.

В плазме продуктов сгорания проводимость становится достаточной для создания эффективного преобразователя (порядка  $1 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ) при  $T \approx 3000^\circ \text{C}$ . В инертном газе проводимость становится достаточной при  $T \approx 2000^\circ \text{C}$ .

Для каждого состава газа и диапазона температур существует некоторая оптимальная добавка, обеспечивающая макс. проводимость: при малых добавках в газе мала концентрация электронов; она растет пропорционально корню квадратному из плотности атомов добавки. При больших добавках увеличивается частота столкновений электрона с атомами газа, т. к. атомы щелочных элементов имеют сечения рассеяния, превышающие на 2—3 порядка сечения рассеяния электронов инертными газами [3].

С увеличением  $B$  и проводимости  $\sigma$  растет эффективность генератора. Однако при больших  $B$  и  $\sigma$  необходимо учитывать, что частота столкновений электронов с атомами и ионами  $v_s$  становится меньше частоты ларморовского вращения электронов. Между направлением тока  $j$  и эффективным электрическим полем  $E + [v \cdot B]/c$  появляется угол  $\alpha$ , причем  $\text{tg } \alpha = \Omega/v_s$ . Для того чтобы весь ток совершал полезную работу и не искажал течения газа в канале, он должен быть направлен перпендикулярно скорости потока, а электрич. поле должно быть направлено под углом  $(\pi/2 - \alpha)$  к ней. Поэтому стенки канала не могут быть эквипотенциальными, т. е. электроды должны быть разбиты на пары — секционированы. К каждой паре электродов должна быть подключена своя нагрузка. Такой генератор может эффективно работать и при больших отношениях  $\Omega/v_s$ .

Для увеличения проводимости плазмы выгодно использовать одноатомный разреженный газ, т. к. электроны в нем, нагреваемые из-за выделения джоулева тепла  $j^2/\sigma$ , оказываются значительно горячее газа, столкновения электронов в основном упругие, а при упругих столкновениях электроны теряют очень мало энергии ( $\sim m_e/m_0$ , где  $m_e$  — масса электрона,  $m_0$  — масса атома газа). Проводимость такой неизотермической плазмы уже не зависит от температуры газа и при

достаточно высокой электронной концентрации ограничивается кулоновским рассеянием на ионах:  $\sigma_{пр} \approx 10^{13} T_{э}^{3/2}$  ед. СГС, где  $T_{э}$  — темп-ра электронов в эв. Использование неизоотермич. плазмы существенно улучшает перспективы МПД-метода преобразования энергии.

Экспериментально доказана возможность существования плазмы с горячими электронами в условиях, близких к условиям в канале генератора [4]. Однако проводимость такой плазмы оказалась близкой к теоретической только без магнитного поля: в поле проводимость в единственном опубликованном эксперименте оказывается на порядок меньше. Теория показывает [4], что ток в плазме с горячими электронами неустойчив. Экспериментально в МПД-генераторе наблюдаются интенсивные колебания. Появление флуктуаций плотности электронов  $\Delta n_e$  приводит к существенному изменению эффективной проводимости плазмы [4]. Возможно, что неустойчивость тока и турбулентное сопротивление плазмы налагают некоторые ограничения на макс. достижимую проводимость. Этот вопрос — один из основных в физике слабоионизованной плазмы.

МПД-генераторы перспективны для больших энергетич. установок. Предполагается применение таких генераторов, как высокотемпературных приставок в тепловых и атомных электростанциях [3] — МПД-генератор может использовать перепад температур от 2500°С — 3000°С до 1700°С — 1500°С. Остальная часть тепла используется в обычной тепловой схеме.

П. и э. э. находятся пока в стадии экспериментальных разработок и проектов.

Лит.: 1) Wilson V., «J. Appl. Phys.», 1959, v. 30, p. 475; 2) Gabor D., «Nature», 1961, v. 189, № 4768, p. 868—72; 3) Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей, под ред. Л. И. Дормана, М., 1962; 4) Symposium on magnetohydrodynamics. Radiation and waves in plasmas, L., 1962.

Е. П. Велихов.

**ПЛАЗМОН** — квант плазменных колебаний (см. Плазма, Плазма твердых тел). П. — элементарное возбуждение (квазичастица) поля плазменных колебаний в том же смысле, в каком фотон — элементарное возбуждение электромагнитного поля или фотон — поля колебаний решетки кристалла. Теория плазменных колебаний электронного газа постоянной плотности (с равномерно распределенным нейтрализующим положительным зарядом) приводит к следующему выражению для частоты П.  $\omega$ :

$$\omega^2 = 4\pi n e^2 (1 + a q^2 D^2) / m. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — концентрация электронов,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $a$  — численный коэф.  $\approx 1$ ;  $q$  — волновой вектор П.;  $D$  — дебаевский радиус экранирования. Для невырожденного электронного газа  $D = \sqrt{kT/4\pi n e^2}$ . Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — темп-ра. При наличии вырождения в этой ф-ле следует заменить  $kT$  на  $2/3 \epsilon_F$  ( $\epsilon_F$  — энергия Ферми).

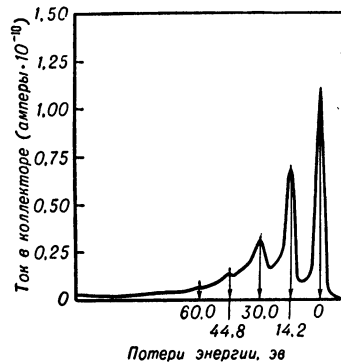
Как видно из ф-лы (1), энергия  $\epsilon_0$  П., длина волны  $\lambda$  которого  $\gg D$ , равна:

$$\epsilon_0 = \hbar \omega = \hbar \sqrt{4\pi n e^2 / m}. \quad (2)$$

Из теории плазменных колебаний следует, что П. можно считать квазичастицей при условии  $qD \ll 1$ . При нарушении этого условия, когда длина волны П. становится порядка  $D$  или меньше, плазменные волны сильно затухают.

Экспериментально существование П. в твердых телах проявляется при прохождении электронного пучка через тонкие пленки. Энергетич. спектр электронов, прошедших пленку, указывает на существование дискретных потерь, кратных нек-рой характерной для данного вещества энергии  $\epsilon_0$  (см. рис.). Величина  $\epsilon_0$  почти не зависит от начальной энергии элект-

ронов,  $\lambda$ -рая в таких экспериментах меняется от 10 до 100  $\mu\text{эв}$ . Экспериментальные значения  $\epsilon_0$  показывают, что число электронов, принимающих участие в колебаниях, обычно больше числа электронов проводимости, если в ф-ле (2) считать, что  $m$  — масса свободного электрона. Для ряда веществ получается хорошее согласие между наблюдаемой энергией  $\epsilon_0$  и энергией П. по ф-ле (2), если принять, что в колебаниях принимают участие все валентные электроны (см. табл.). Такое согласие можно истолковать с помо-



Спектр энергии электронов с первоначальной энергией 45 эв после прохождения через алюминиевую пленку толщиной 15 мкг/см². Правый пик представляет электроны, не испытавшие потерь энергии. Другие пики с интервалами  $\sim 15$  эв соответствуют возбуждению плазмонов.

щью следующих качеств. соображений. Пусть энергия П. [по ф-ле (2) для валентных электронов] гораздо больше, чем энергия связи валентных электронов, но гораздо меньше энергий переходов электронов ионного остатка. Тогда валентные электроны могут принимать участие в плазменных колебаниях практически как свободные, а электроны ионного остатка связаны настолько сильно, что вовсе не участвуют в колебаниях. Вещества, перечисленные в табл., обладают тем свойством, что их валентные электроны связаны гораздо слабее, чем электроны ионного остатка. Для веществ, не обладающих этим свойством (напр., для переходных металлов), хорошего согласия, как правило, не получается, а линии резонансных потерь оказываются гораздо более размытыми.

Сравнение  $\hbar \omega$  с  $\epsilon_0$  (эспл.) для твердых тел, в к-рых валентные электроны слабо связаны, а электроны ионного остатка связаны сильно ( $Z$  — число валентных электронов на атом, участвующих в плазменных колебаниях).

Элемент . . . . .	Be	C	Mg	Al	Si	Ge
$Z$ . . . . .	2	4	2	3	4	4
$\hbar \omega$ (эв) . . . . .	19	25	11	16	17	16
$\epsilon_0$ (эв) . . . . .	19	22	10	15	17	17

Лит.: 1) Пайнс Д., «УФН», 1957, т. 62, вып. 4, с. 399; 2) Nozières Ph., Pines D., «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 4, p. 1062; 3) тер Хаар Д., Введение в физику систем многих частиц, пер. с англ., М., 1961; 4) Бонч-Бруевич В. Л., Тяблицков С. В., Метод функций Грина в статистической механике, М., 1961; 5) Характеристические потери энергии электронов в твердых телах, Сб. статей, М., 1959; 6) Боголюбов И. Н., Зубарев Д. Н., «ЖЭТФ», 1955, т. 28, вып. 2, с. 128; 7) Силин В. П., там же, 1959, т. 37, вып. 1 (7), с. 273; 8) Балабанова Л. А., Бредов М. М., Котов Б. А., «ФТТ», 1962, т. 4, вып. 1, с. 86. О. В. Константинов, В. И. Перель.

**ПЛАМЯ** — в общем случае зона (область) резкого возрастания темп-ры и интенсивного химич. процесса — гомогенного или гетерогенного горения. Обычно П. ассоциируется с ярким, иногда ослепительным, или относительно прозрачным свечением фиолетово-голубоватых оттенков, что характерно, напр., для горения чистых газов. Возможно практически полное отсутствие свечения при горении нек-рых газов, напр.  $\text{H}_2$ . Характер и форма П. зависят от многих факторов, прежде всего от вида горючего и конкретных условий протекания горения. П. может быть с а м о р а с п р о с т р а н я ю щ и м с я, когда

необходимо предварительное перемешивание горючего и окислителя, или стационарным (на горелках), когда предварительное перемешивание не обязательно. В этом случае П. наз. диффузионным (см. рис. 2 в ст. Горение), в отличие от П. при истечении заранее перемешанной смеси, наз. бунзеновским. Структура П. в заранее перемешанной смеси показана на рис. 1. В зависимости от вида горючего соотношения зон подогрева смеси (I) и реакции (II) может быть весьма различным, а размер зоны П. не всегда совпадает с зоной видения свечения.

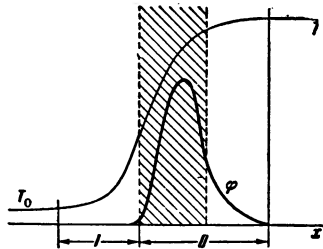


Рис. 1. Характерная структура бунзеновского пламени в заранее перемешанной смеси:  $T(x)$  — ход температуры в зоне пламени;  $\phi(x)$  — изменение скорости горения (реакции); I — зона подогрева (подготовки) смеси; II — зона реакции (заштрихована зона свечения при горении газов).

Для газового П. характерна небольшая величина зон I и II (доли мм), в связи с чем обычно оперируют понятием фронта П. Толщина П. тем меньше, чем выше скорость реакции. П. в чистых газах, а также углеводородные П. при достаточном количестве примешиваемого воздуха (т. е. в случае бунзеновского П.) обладают характерным свечением и прозрачны; в практике их неправильно наз. несветящимися. Светящееся П. возникает при сжигании углеводородных горючих (паров) при недостаточном количестве примешиваемого воздуха (диффузионное П.) вследствие образования при горении частичек твердого углерода (сажи) — продукта термич. крекинга горючего. Свечение бунзеновского П. связано с неравновесными возбужденными состояниями отдельных атомов и молекул, генерируемых в ходе химич. реакции: хемилюминесцентного свечения. С областью хемилюминесценции связана также значит. неравновесная ионизация П. Излучение светящегося П. — чисто тепловое, как и излучение продуктов горения бунзеновского П. за пределами фронта П.

Различают ламинарное П., возникающее в неподвижной или ламинарно движущейся среде (рис. 2, а),

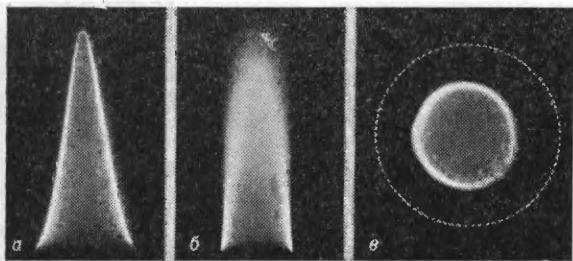


Рис. 2. Различные виды пламени: а — ламинарное на горелке; б — турбулентное; в — в сферич. бомбе.

и турбулентное, возникающее в турбулентно движущейся среде и характеризующееся сильной размытостью границ хемилюминесцентного свечения (рис. 2, б). Такая же классификация применима и к распространяющимся П., если они возникают в движущихся средах. Форма самораспространяющегося П. сильно зависит от формы сосуда (камера, труба), в которых происходит распространение (рис. 2, в). Форма бунзеновского П. определяется условиями распространения тепла из зоны горения и локальной аэродинамикой среды, диффузионного — процессом взаимной диффузии горючего и окислителя.

П. в гетерогенных системах (жидкость или распыленное твердое горючее) всегда светящееся и характеризуется значительно большей протяженностью зон I и II, особенно зоны II. Дискретная физич. структура П. сложнее, чем структура П. в газах; так, напр., в П. распыленной жидкости процессы нагрева и горения смеси сопровождаются испарением горючего и диффузионным процессом микроперемешивания его компонентов с кислородом воздуха. П. в гетерогенных системах также разделяют на ламинарные и турбулентные, бунзеновские и диффузионные. Однако в этом случае преобладает тепловое излучение. П., возникающее при горении жидких горючих с открытой поверхности — в сосудах, резервуарах, — относится к типу диффузионных П., т. к. предварительное перемешивание отсутствует, горение происходит в парах горючего вдали от его поверхности, подобно П. свечи.

Холодное П., возникающее в определенных условиях горения и окисления углеводородов, как и в обычных П., характеризуется хемилюминесцентным свечением, но не сопровождается заметным разогревом. Т. о., данное выше определение П. к этому явлению не подходит. Для холодного П. определяющим является наличие интенсивной зоны почти изотермич. реакции и диффузионной (а не теплового) распространения тех активных веществ, к-рые инициируют и ведут эту реакцию.

Лит. см. при ст. Горение.

Л. Н. Хитрин.

**ПЛАНЕТЫ** — холодные, сравнительно плотные космич. тела, обращающиеся вокруг Солнца по эллиптическим орбитам с небольшими эксцентриситетами; светят, отражая солнечные лучи. От входящих в состав солнечной системы периодич. комет отличаются сравнительно высокой плотностью (0,7—5,7 г/см<sup>3</sup>), от метеороидных тел — размерами (поперечник от неск. км и выше). Невооруженным глазом хорошо видны 5 П.: Венера, Юпитер, Марс, Сатурн, Меркурий. Остальные П. могут наблюдаться только с помощью телескопов.

Для каждой П. хорошо известны элементы орбиты, определяющие величины, важные для познания природы П.: максимальное, среднее и минимальное расстояния до Солнца и соответствующие этим расстояниям световая освещенность и полная энергетич. облученность солнечной радиацией; период оборота вокруг Солнца, определяющий период смены сезонов; масса. Менее надежны результаты микрометрич. измерений дисков П., на основании к-рых определяют радиус экватора и сжатие П., а затем и площадь поверхности, объем, среднюю плотность, ускорение силы тяжести на поверхности, круговую и параболич. скорости у поверхности.

Вращение П. вокруг оси изучается путем наблюдений видимых перемещений деталей по диску П. Так определены элементы экватора и период вращения Марса, Юпитера, Сатурна и Меркурия. Сплошной равномерный облачный покров не позволяет применить этот метод к Урану, Нептуну и Венере. Для первых двух период вращения определен на основе смещения спектральных линий в результате эффекта Доплера, для Венеры пока сделаны лишь первые оценки. Вращение П., у к-рых диск не различается (Плутон, астероиды), изучается по периодич. колебаниям света, обусловленным прохождением через видимый диск светлых и темных участков.

Вопрос о наличии на П. газовой оболочки теоретически решается на основе теории диссипации атмосфер. Наблюдательные данные, подтверждающие наличие атмосферы: появление облаков и туманов, наличие атм. дымки, сумеречные явления (очень резко проявляются для Венеры в форме удлинения рогов серпа), рефракционные явления, наблюдаемые при

покрытии П. звезд, полосы поглощения в спектре П. Наличие атмосферы доказано для всех больших П., кроме Плутона и Меркурия (у последнего имеется, возможно, очень разреженная газовая оболочка). Полосы поглощения в спектрах позволяют обнаруживать в атмосфере П. те или иные молекулы. Однако поиски кислорода и вод. пара затрудняются наложением слабых полос поглощения планетной атмосферы на интенсивные полосы, порождаемые в атмосфере Земли.

Фотометрич. и спектрофотометрич. наблюдения П. позволяют получать значения сферич. альbedo (отношение лучистого потока, рассеиваемого всем освещенным полушарием П., к потоку, поступающему на это полушарие от Солнца). Для многих П. возможно измерение отражат. способности отдельных деталей поверхности. Полученные материалы, будучи сопоставлены с аналогичными данными для земных горных пород и ландшафтов, позволяют делать предположения о природе покрова поверхности П.

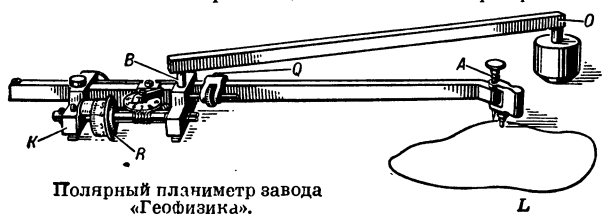
Определения темп-ры П. выполняются измерением собственного излучения П. в различных участках спектра. В инфракрасной области такие измерения ведутся при помощи термоэлементов или др. приемников радиации, установленных в фокусе крупного рефлектора, необходимая область спектра (8—13 мк) выделяется светофильтрами или монохроматогами. Измерения в области радиочастот осуществляются при помощи радиотелескопов, калиброванных на абс. значения мощности. Расчет темп-ры, как правило, выполняется с помощью законов излучения идеального радиатора; в результате определяются эффективные темп-ры.

Для Марса результаты измерений в различных спектральных областях совпадают, что указывает на тепловой характер излучения. Низкую темп-ру Венеры в оптич. диапазоне (230°) обычно относят к поверхности облачного покрова, в то время как значение 600° К, получаемое в радиодиапазоне, приписывают твердой поверхности П., сильно нагретой за счет парникового эффекта атмосферы. Согласно др. гипотезе, излучение в радиодиапазоне не является тепловым, а испускается исключительно плотной ионосферой П. Радиоизлучение, получаемое от Юпитера, в основном возникает за счет электронных переходов в ионосфере.

Новые пути исследования П. открывает радиолокация (Меркурий, Венера, Марс, Юпитер) и применение методов космонавтики. Запуски межпланетных автоматич. станций к Венере и Марсу уже в недалеком будущем дадут в руки исследователя новые возможности в изучении физики П. См. также *Солнечная система*.

Лит.: 1) Атмосферы Земли и планет. Сб. статей, пер. с англ., под ред. И. С. Шкловского, М., 1951; 2) Брабашев Н. П., Исследование физических условий на Луне и планетах, Харьков, 1952; 3) Шаронов В. В., Природа планет, М., 1958; 4) Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, т. 3, М., 1964. В. В. Шаронов.

**ПЛАНИМЕТР** — математич. прибор для определения площадей плоских фигур. Пример — полярный П. системы А. Амслера. Он имеет полярный *OB* (рис.) и обводный *AB* рычаги, связанные шарниром *B*.



Рычаг *OB* может вращаться вокруг шарнира *O* — полюса. Интегрирующий ролик *R* вместе со счетным механизмом помещается на тележке *K* (ее можно перемещать вдоль рычага и крепить зажимом *Q*). Площадь  $S(L)$  фигуры, ограниченной контуром *L*, находят след. образом: 1) устанавливают цену *C*

деления П.; 2) обводят *L* обводным шрифтом *A*, отмечая начальное  $u_0$  и конечное  $u$  показания счетного механизма; 3) вычисляют площадь  $S(L)$ : а) по ф-ле

$$S(L) = C |u - u_0| + \pi^2 p + 2\pi l l_1$$

( $p$  — длина полярного,  $l$  — обводного рычагов,  $l_1$  — смещение каретки относительно середины обводного рычага), если полюс лежит внутри *L*, или б) по ф-ле

$$S(L) = C |u - u_0|,$$

если полюс вне *L*.

Лит.: Крылов А. Н., Лекции о приближенных вычислениях, 5 изд., М., 1950, гл. 4.

**ПЛАНКА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ** — закон распределения спектральной мощности равновесного излучения ( $\epsilon_{\nu, T}$  или  $\epsilon_{\lambda, T}$ ), испускаемого единицей поверхности абсолютно черного тела в телесный угол  $2\pi$ , в зависимости от темп-ры *T*:

$$\epsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} \text{ — в единичном интервале частот,} \quad (1)$$

или

$$\epsilon_{\lambda, T} = \epsilon_{\nu, T} \cdot \frac{c}{\lambda^2} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \text{ — в единичном интервале длин волн} \quad (1')$$

(здесь  $h$  — постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана;  $c$  — скорость света;  $\nu$ ,  $\lambda$  — соответственно частота и длина волны излучаемого света).  $\epsilon_{\nu, T}$  — универсальная ф-ция, определяющая, согласно *Кирхгофа закону излучения*, отношение спектральной мощности равновесного излучения любого нагретого тела к его коэфф. поглощения.

П. з. и. наз. также распределение спектральной плотности энергии единицы объема  $u_{\nu, T}$  излучения внутри замкнутой полости, находящегося в термодинамич. равновесии со стенками полости. Согласно закону Кирхгофа  $u_{\nu, T}$  не зависит от материала стенок и совпадает со спектральной плотностью энергии излучения абс. черного тела:

$$u_{\nu, T} = (4/c) \epsilon_{\nu, T} \quad (2)$$

С повышением темп-ры  $\epsilon_{\nu, T}$  и  $\epsilon_{\lambda, T}$  возрастают для каждого значения частоты и соответственно длины волны (см. рис.).

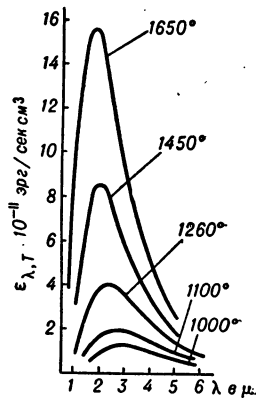
В области малых частот  $h\nu \ll kT$  П.з.и. переходит в *Рэлея—Джинса закон излучения*  $\epsilon_{\nu, T} = (2\pi/c^2)\nu^2 kT$ , а в области больших частот  $h\nu \gg kT$  — в *Вина закон излучения*  $\epsilon_{\nu, T} = (2\pi h/c^2)\nu^3 \exp(-h\nu/kT)$ .

П.з.и. включает в себя все частные законы излучения черного тела. Полная энергия, излучаемая единицей поверхности в телесный угол  $2\pi$  за 1 сек во всем интервале частот от 0 до  $\infty$  (*Стефана—Больцмана закон излучения*), равна:

$$\int_0^{\infty} \epsilon_{\nu, T} d\nu = \sigma T^4,$$

$$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3 = 5,6693 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{град}^4.$$

Ф-ция  $\epsilon_{\nu, T}$  при фиксированной темп-ре достигает макс. значения при нек-рой частоте  $\nu_{\text{макс}}$ . Отношение  $\nu_{\text{макс}}/T = 5,8789 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ , т. е. постоянно (закон смещения Вина);  $h\nu_{\text{макс}}/kT = 2,8214$ . Величина



Распределение спектральной мощности излучения  $\epsilon_{\lambda, T}$  для различных темп-ры  $T$  (в °К).

$\epsilon_{\nu_{\max}}$ ,  $T$  растет пропорционально кубу темп-ры:  $\epsilon_{\nu_{\max}} \cdot T = 5,9556 \cdot 10^{-16} T^3 \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-3}$ . Аналогично  $\epsilon_{\lambda, T}$  при  $T = \text{const}$  достигает максимума при нек-рой длине волны  $\lambda_{\max}$ , причем  $\lambda_{\max} T = b = 0,28978 \text{ см} \cdot \text{град}$ . Величина  $\epsilon_{\lambda_{\max}, T}$  растет пропорционально 5-й степени температуры:  $\epsilon_{\lambda_{\max}, T} = 1,2865 \cdot 10^{-4} T^5 \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{град}^{-5}$ . При повышении темп-ры положение максимума  $\epsilon_{\lambda, T}$  ( $\epsilon_{\nu, T}$ ) смещается в сторону коротких волн (больших частот).

Многочисленные эксперименты показали хорошее согласие П. з. и. с опытом. Зная экспериментальные значения  $\sigma$  и  $b$ , можно вычислить  $h$  и  $k$ . Именно так впервые было установлено численное значение постоянной Планка.

На основе законов теплового излучения можно с помощью пирометров определять темп-ру нагретых тел. Таким способом измеряется, напр., темп-ра поверхности звезд, к-рые с большой точностью можно считать черными телами. Фактически, при темп-рах  $> 2000^\circ$  единственно надежное определение темп-ры основано на законах излучения черного тела и законе Кирхгофа. П. з. и. играет также важную роль при расчете всякого рода источников света.

П. з. и. может быть получен с помощью квантовомеханич. теории (см. *Квантовая электродинамика, Эйнштейна коэффициенты*). С точки зрения квантовой электродинамики, электромагнитное поле состоит из частиц — фотонов, и П. з. и. является частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна (см. *Бозе — Эйнштейна статистика*).

Лит.: 1) Ляндсберг Г. С., *Оптика*, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Шефер К., Матосси Ф., *Инфракрасные спектры*, пер. с нем., М. — Л., 1935; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е., *Статистическая физика*, М. — Л., 1951 (Теор. физика, т. 4); 4) R u l g e r s G. A. W., *Temperature radiation of solids*, в кн.: *Handbuch der Physik*, hrsg. von S. Flügge, Bd 26, В — [u. a.], 1958. И. В. Тютин.

**ПЛАНКА ПОСТОЯННАЯ** ( $h$ ) (квант действия) — одна из универсальных постоянных физики. Чаще пользуются величиной  $\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$  (к-рую иногда тоже наз. П. п.). Подробнее см. *Квант действия*.

**ПЛАНКА ФОРМУЛА** — см. *Планка закон излучения*.

**ПЛАНОТРОН** — плоский многорезонаторный магнетрон непрерывного действия, сложенный и исследованный П. Л. Капией. П. отличается от др. магнетронных генераторов резонансной системой (резонаторы связаны с рабочим пространством решетчатой стенкой; генерируемая мощность излучается каждым резонатором наружу) и размещением эмиттирующих вольфрамовых нитей в углублениях катода. Образцы П. работали на длине волны  $\lambda \approx 20 \text{ см}$ . Исследование П. позволило создать общую теорию генераторов магнетронного типа. Согласно теоретич. соображениям, П. могут быть применены также для преобразования колебаний СВЧ в постоянный ток и в колебания др. частоты.

Лит.: Капиа П. Л., *Электроника больших мощностей*, М., 1962. Л. А. Вайнштейн.

**ПЛАСТИКИ** (пластические массы) — материалы на основе природных или синтетич. полимеров, интервал рабочих темп-р к-рых лежит в области *стеклообразного состояния* (как правило, модуль упругости П. ок.  $10^4 \text{ кг/см}^2$  и выше, относит. удлинение не выше 25—50%). П. обладают: малым уд. весом; высокой уд. прочностью; высокими диэлектрич. свойствами; хорошими теплоизоляц. характеристиками; устойчивостью к атм. воздействиям, к резким сменам темп-р, к агрессивным средам; способностью формироваться в изделия сложной конфигурации и т. д.

П. разделяют на термопластичные и термореактивные. Термопластичные П. (табл. 1) содержат линейные полимеры, не имеющие в цепи макромолекулы свободных реакционноспособных групп и поэтому способны переносить многократное нагревание до темп-ры выше темп-ры плавления кристаллич. части без изменения структуры макромолекулы (если не учитывать возможные процессы *деструкции* полимера) и с сохранением физ. свойств, в частности, растворимости в соответствующих растворителях. Большинство термопластов отличается от термореактивных П. повышенной устойчивостью к ударным нагрузкам, более высокими диэлектрич. характеристиками, повышенной радио- и оптич. прозрачностью, легкостью формования в детали сложнейших форм.

Термореактивные П. (табл. 2) содержат полимеры, имеющие в цепи реакционноспособные функциональные группы, по к-рым при отверждении (в результате взаимодействия с хим. соединениями или при нагревании) происходит сшивание линейных макромолекул с образованием трехмерного полимера, остающегося твердым вплоть до начала термич. деструкции и не растворимого в органич. растворителях. В таких полимерах линейные отрезки макромолекул соединены между собой хим. связями (в отличие от термопластичных полимеров, где макромолекулы объединены силами межмолекулярного взаимодействия); поэтому при прочих равных условиях теплоустойчивость (сохранение при повышенных темп-рах механич. прочности) и термостабильность отвержденных термореактивных П. выше, чем термопластичных (рис. 1).

В состав П. входят также: пластификаторы, повышающие пластичность П. при повышенных темп-рах и придающие большую упругость и морозостойкость отформованному изделию (см. *Пластификация*); стабилизаторы, повышающие устойчивость П. к действию окружающей среды и тепловым воздействиям; регуляторы процесса отверждения, красители, смазки, антисептики, а также наполнители (для изменения физ. и механич. свойств — повышения прочности и теплоустойчивости, придания фрикционных или антифрикционных свойств, повышения или снижения теплопроводности, облегчения переработки, удешевления; П. и т. д.). Наполнители разделяют на порошкообразные (древесная или кварцевая мука, асбестовый порошок и т. д.), волокнистые (асбестовое, стекляннее, природные и синтетич. волокна и т. д.), листовые (бумага, картон; хлопчатобумажная, стеклянная или асбокань; древесный шпон и т. д.). По структуре наполнителя и его распределению в П. различают слоистые и неслоистые армированные П.

Особое место занимают П., наполненные газом или легкокипящей жидкостью, т. н. пенопласты (твердые пены), свойства к-рых определяются как хим. природой полимера, так и строением ячеек и степенью вспенивания. Пенопласты представляют собой прекрасный тепло- и звукоизоляционный материал с малым уд. весом, обладают высокими электроизоляционными свойствами. Они находят также применение в многослойных силовых конструкциях (табл. 3).

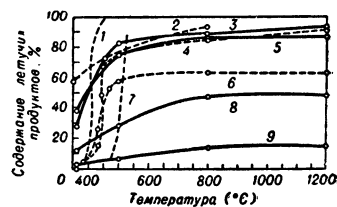


Рис. 1. Относительная термостабильность пластиков: 1 — полиметилен; 2 — полиакрилонитрил; 3 — сложный полиэфир; 4 — поливинилиденфторид; 5 — эпоксианная смола; 6 — политетрафторэтилен; 7 — политетрафторэтилен; 8 — фенольная смола; 9 — силиконовая смола.



Табл. 1. — Свойства тер

Пластик	Строение элементарного звена полимера	Уд. вес (г/см <sup>3</sup> )	Предел прочности (кг/см <sup>2</sup> · 10 <sup>2</sup> )			Относит. удлинение (%)	Модуль упругости (кг/мм <sup>2</sup> )	Уд. ударная вязкость по Изолу (ASTM D256) (кг/см/см <sup>2</sup> )
			при растяжении	при сжатии	при изгибе			
Полиэтилен высокой плотности . . .	—CH <sub>2</sub> —CH <sub>2</sub> —	0,941—0,965	2,2—3,9	2,25	0,7	15—100	40—105	3,0—4,2
средней » . . . . .		0,926—0,940	0,8—2,5	—	3,4—5	50—500	17—38	1,0—1,2
низкой » . . . . .		0,910—0,925	0,7—1,6	—	—	90—650	12—25	не разрушается
Полипропилен . . . . .	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 \\   \\ -\text{CH}_2-\text{CH}- \\   \\ -\text{CF}_2-\text{CF}_2- \end{array}$	0,900—0,915	3—4,2	6—7	—	200—700	90—140	1,5—1,3
Политетрафторэтилен . . . . .	—CF <sub>2</sub> —CF <sub>2</sub> —	2,13—2,22	1,4—3,2	1,2	—	200—400	41	6,5
Политрифторхлорэтилен . . . . .	—CFCI—CF <sub>2</sub> —	2,1—2,2	3—4	22,5—56	5,2—6,5	100—200	125—210	10,0—58,0
Поливинилхлорид . . . . .	—CH <sub>2</sub> —CHCl <sub>2</sub> —	1,35—1,45	3,5—6,3	5,6—9,1	7—11,2	2—40	246—422	0,85—43,0
Поливинилиденфторид . . . . .	—CH <sub>2</sub> —CF <sub>2</sub> —	1,76—1,77	4,9	7	—	100—300	84,3	7,5
Поливинилиденхлорид . . . . .	—CH—CCl <sub>2</sub> —	1,65—1,72	2—3,5	1,4—1,9	3—4,4	> 250	35—56	0,65—2,2
Полистирол . . . . .	—CH—CH <sub>2</sub> —   C <sub>6</sub> H <sub>5</sub>	1,04—1,065	3,5—6,3	8—11,2	6,1—9,8	1,0—2,5	280—350	0,5—0,85
Ударопрочный полистирол		0,98—1,10	1,4—4,8	2,8—6,3	3,5—7	5—80	140—315	1,0—23,5
Сополимер акрилонитрила, бутадиена и стирола (АВС-сополимер) . . . . .	—	0,99—1,10	1,7—6,3	1,75—7,7	2,5—9,5	10—140	70—290	1,5—25,7
Полиметилметакрилат . . . . .	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 \\   \\ -\text{CH}-\text{CH}- \\   \\ \text{COOCH}_3 \end{array}$	1,17—1,20	4,9—7,7	8,4—12,5	9,1—12	2—10	315	0,65—1,0
Сополимер метилметакрилата со стиролом . . . . .		1,12—1,16	6,3	7,7—10,5	11,2—13,3	4—5	315—350	0,75—1,0
Поликарбонат . . . . .	$\begin{array}{c} \text{O} \\    \\ -\text{C}(\text{CH}_2)_4\text{C}(\text{C}_6\text{H}_4)_2\text{O}- \\   \\ \text{CH}_3 \\   \\ \text{O} \end{array}$	1,2	5,6—6,7	7,7	7,7—9,1	60—100	225	25—35 <sup>3</sup>
Полиамид-6,6 (литьевой) . . . . .	$\begin{array}{c} \text{O} \\    \\ -\text{C}(\text{CH}_2)_4\text{CN}(\text{CH}_2)_6\text{N}- \\   \\ \text{H} \end{array}$	1,09—1,14	4,9—8,4	5—9,1	5,6—9,7	25—200	180—280	2,1
Полиамид-6 (литьевой) . . . . .	$\begin{array}{c} \text{O} \\    \\ -\text{C}(\text{CH}_2)_4\text{N}- \\   \\ \text{H} \end{array}$	1,13—1,16	7,2—8,4	4,7—8,8	5,6—11,2	25—220	105—250	2,1—7,7
Полиформальдегид . . . . .	—OCH <sub>2</sub> —	1,41—1,425	6,2—7,0	12,5	8,4—9,8	15—40	260—290	2,3—8,6

<sup>1</sup> Нагрузка 4,64 кг/см<sup>2</sup>. <sup>2</sup> Нагрузка 26,3 кг/см<sup>2</sup>. <sup>3</sup> Брусек сечением 3 × 12,5 мм<sup>2</sup>. <sup>4</sup> ар. — ароматический, кт. — кетоны, н. — не, \* 1 мил (mills) = 10<sup>-3</sup> дюйма = 0,0254 мм;

Табл. 2. — Свойства термо

Пластик	Уд. вес (г/см <sup>3</sup> )	Предел прочности (кг/см <sup>2</sup> · 10 <sup>2</sup> )			Относит. удлинение (%)	Модуль упругости (кг/мм <sup>2</sup> · 10 <sup>3</sup> )	Уд. ударная вязкость по Изолу (ASTM D 256) (кг/см/см <sup>2</sup> )
		при растяжении	при сжатии	при изгибе			
Фенол(фурфурол)-формальдегидный с древесной мукой или хлопковым линтером . . . . .	1,25—1,30	4,9—5,6	7—21	8,5—10,5	1,0—1,5	5,3—7	0,4—0,7
с асбестом . . . . .	1,32—1,45	4,5—6,3	15—25	6—8,5	0,4—0,8	5,6—12	0,5—1,3
со стекловолокном . . . . .	1,52—2,0	2,8—6,3	10—25	5—10,5	0,18—0,50	7—21	0,6—7,5
Мочевинформальдегидный с α-целлюлозой . . . . .	1,75—1,95	3,5—7,0	12—18	7—42	0,2	23	21—110
Меламиноформальдегидный с хлопковым линтером . . . . .	1,47—1,52	4,2—9,15	17,5—31,5	7—11	0,5—1,0	7—10,5	0,5—0,85
с асбестом . . . . .	1,48	—	28—31,5	7,7—9,8	—	—	—
со стекловолокном . . . . .	1,50—1,55	4,9—6,3	24—24,5	9,2	—	—	0,85—0,95
Эпоксидный (литой) . . . . .	1,70—2,0	3,8—4,9	21	6,3—7,7	0,30—0,45	13,7	0,6—0,85
с минеральным наполнителем . . . . .	1,8—2,0	3,5—7,0	14—24,5	10,5—16	—	16,8	8,5—13,0
с минеральным наполнителем . . . . .	1,11—1,40	2,8—9,15	10,5—15	7,7—14,7	3,0—6,0	2,5	0,4—2,1
со стекловолокном . . . . .	1,6—2,06	3,5—4,9	12,5—17,5	7—10,5	—	—	0,5—0,85
Кремнийорганический с асбестом . . . . .	1,8—2,0	9,8—21	21—26,5	14—18	4,0	21,5	17—32
со стекловолокном . . . . .	1,6—1,9	19,7—24,5	—	21—24,5	—	17,5—21	—
с минеральным наполнителем . . . . .	1,68—2,0	2,8—3,5	7—10,5	7—9,8	—	—	6,4—32
Полиэфирная смола с ровницей из стекловолокна . . . . .	1,81—2,82	2,1—2,5	10,5—12,5	4,9—5,6	—	—	0,5—0,75
с резаным стекловолокном . . . . .	1,35—2,3	17,5—2	10,5—21	7—28	0,5—5,0	5,6—14	4,3—21
со стеклотканью . . . . .	1,8—2,3	2,8—7	14—21	8,4—14	—	11,2—17,5	3,2—35
с асбестом . . . . .	1,50—2,1	21—35	17,5—35	28—56	0,5—2,0	10,5—31,5	10—65
с синтетич. волокном . . . . .	1,65	3,15—4,9	16	5,6—7	—	—	0,95—1
с синтетич. волокном . . . . .	1,24—1,40	3,15—4,2	14—21	7—8,4	—	—	1,2—9,5
Полимер диаллилфталата с минеральным наполнителем . . . . .	1,65—1,90	2,8—5,6	12—17,5	4,2—6,3	—	8,4—15,5	0,65—0,95
со стекловолокном . . . . .	1,55—1,90	3,5—6,3	17,5—20	6,7—12,5	—	10,5—15,5	1,0—32
с синтетич. волокном . . . . .	1,31—1,5	2,15—4,2	14—21	6—8,1	—	4,2	1,2—17,0

<sup>1</sup> При 23°C и относит. влажности 55%. <sup>2</sup> 1 мил (mills) = 10<sup>-3</sup> дюйма = 0,0254 мм; шаговая нагрузка, толщина образца 3 мм.

МО ПЛАСТИЧНЫХ ПЛАСТИКОВ.

Теплостой- кость под нагрузкой (ASTMD648) (°C)	Теплопровод- ность $\frac{\text{кал}}{\text{см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}} \cdot 10^{-4}$	Тепло- емкость (кал/г·град)	Кoeff. ли- нейного рас- ширения ( $10^{-5}/\text{град}$ )	Уд. объемное сопротивле- ние (ом·см) <sup>1</sup>	Диэлектрич. проницае- мость от 60 до 10 <sup>6</sup> гц	Диэлектрич. потери (tg δ) 10 <sup>-3</sup> от 60 до 10 <sup>6</sup> гц	Электрич. прочность (ASTMD149) (г/ммил) <sup>2</sup>	Водопогло- щение за 24 ч (%)	Растворимость <sup>4</sup>
60-80 <sup>1</sup>	11-12,4	0,55	11-13	10 <sup>15</sup> -10 <sup>16</sup>	2,30-2,35	< 0,2-0,3	440-600	< 0,01	н. р. ниже 80° С
50-65 <sup>1</sup>	—	—	—	> 10 <sup>16</sup>	2,25-2,35	< 0,5	500-700	< 0,01	н. р. ниже 60° С
40-50 <sup>1</sup>	8,0	0,55	16-18	> 10 <sup>16</sup>	2,25-2,35	< 0,5	420-700	< 0,015	то же
100-115 <sup>1</sup>	—	—	—	—	—	—	650	—	—
120 <sup>1</sup>	2,8	0,46	6-8,5	6,5 · 10 <sup>16</sup>	2,0-2,25	0,1-0,8	430	< 0,01	н. р. ниже 80° С
—	6,0	0,25	10	> 10 <sup>18</sup>	2,0	< 0,2	600	0,00	н. р.
55-75	5,0-6,0	0,22	4,5-7,0	1,2 · 10 <sup>18</sup>	2,24-2,8	1,2-27	375-750	0,00	н. р.
150 <sup>1</sup>	3,0-7,0	0,2-0,28	5-18,5	> 10 <sup>16</sup>	2,8-3,6	5-20	—	0,07-0,4	р. в кт., эф.
55-65	3,0	0,33	12	2 · 10 <sup>14</sup>	6,6-8,4	18-170	400-600	0,04	н. р.
65-90	3,0	0,32	19	10 <sup>11</sup> -10 <sup>16</sup>	3,0-6,0	30-450	400-600	0,1	трудно р.
65-95	2,4-3,3	0,32	6-8	> 10 <sup>16</sup>	2,45-2,65	0,1-0,4	300-600	0,03-0,05	р. в ар. и хл. у.
65-105	1,0-3,0	0,32-0,35	3,4-21	> 10 <sup>16</sup>	2,45-4,75	0,4-2	310-410	0,1-0,3	—
70-90	4,6-8,6	0,33-0,40	6-13	0,5 · 10 <sup>13</sup> - -1,0 · 10 <sup>17</sup>	2,4-4,75	2-34	350-400	0,1-0,3	р. в кт., эф., ар и хл. у.
95-100	4,0-6,0	0,35	5-9	> 10 <sup>14</sup>	2,2-4,5	20-60	—	0,3-0,4	То же
130-135 <sup>2</sup>	3,0-4,0	0,34	6-8	> 10 <sup>16</sup>	2,8-4,0	19-25	365	0,2	»
150-180 <sup>1</sup>	4,0-6,0	0,30	7	2,1 · 10 <sup>16</sup>	2,96-3,17	0,9-10	340-410	0,15	р. в ар. и хл. у
125-170 <sup>1</sup>	5,85	0,4	10-15	(0,45-4) · 10 <sup>14</sup>	3,4-4,6	14-40	320-440	0,4-1,5	т. р.
125 <sup>2</sup>	5,85	—	8-13	10 <sup>12</sup> -10 <sup>15</sup>	4,0-14,0	40-130	400	1,9-3,3	т. р
—	5,5	0,35	8,1-8,3	10 <sup>13</sup> -10 <sup>14</sup>	3,7-3,8	4	—	0,12-0,25	очень т. р.

т. — трудно, р. — растворяется, у. — углеводород, хл. — хлорированный, эф. — эфиры. <sup>2</sup>При 23° С и относит. влажности 55% · шаговая нагрузка, толщина образца 3 мм.

реактивных пластики.

Теплостой- кость под нагрузкой (ASTMD648) (°C)	Теплопровод- ность $\frac{\text{кал}}{\text{см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}} \cdot 10^{-4}$	Тепло- емкость (кал/г·град)	Кoeffициент линейного расширения ( $10^{-5}/\text{град}$ )	Уд. объемное сопротивление (ом·см) <sup>1</sup>	Электрич. прочность (ASTMD149) (г/ммил) <sup>2</sup>	Диэлектрич. проницае- мость от 60 до 10 <sup>6</sup> гц	Диэлектрич. потери (tg δ) · 10 <sup>-2</sup> от 60 до 10 <sup>6</sup> гц	Водопогло- щение (%, за 24 ч)
115-125	3-6	0,38-0,42	2,5-6,0	10 <sup>11</sup> -10 <sup>12</sup>	250-350	4,5-6,5	1,5-10	0,1-0,2
125-170	4-7	0,35-0,40	3,0-4,5	10 <sup>9</sup> -10 <sup>13</sup>	100-375	4,0-9,3	3-30	0,3-1,0
200-260	8-22	0,28-0,32	1,5-4,0	10 <sup>10</sup> -10 <sup>12</sup>	40-300	5,0-7,5	10-50	0,10-0,5
> 315	—	—	1,6	7 · 10 <sup>12</sup>	120-270	4,6-7,1	2-5	0,1-1,2
125-145	7-10	0,4	2,2-3,6	10 <sup>12</sup> -10 <sup>13</sup>	220-300	6,0-9,5	2,5-3,5	0,4-0,8
150	—	—	—	—	—	—	—	0,3-0,5
—	—	—	—	—	—	—	—	0,16-0,3
130	13-17	—	2,0-4,5	10 <sup>12</sup>	280-320	6,1-10,2	4,1-17	0,08-0,14
200	11,5	—	1,5	10 <sup>11</sup>	170-140	6,6-11,1	1,3-23	0,09-0,21
45-290	4-5	0,25	4,5-6,5	10 <sup>12</sup> -10 <sup>17</sup>	380	3,3-5,0	0,2-5,0	0,08-0,15
120-230	7-18	—	2,5-5,0	10 <sup>15</sup> -10 <sup>16</sup>	350	4,1-5,4	1,1-1,3	0,1
200-260	7-10	0,19	1,1-3,0	10 <sup>15</sup>	340	5,5	8,7	0,05-0,095
—	—	—	—	—	—	—	—	—
> 480	7,51-7,54	0,24-0,30	0,8	10 <sup>10</sup> -10 <sup>14</sup>	125-300	3,2-5,2	0,2-3	0,1-0,2
> 480	—	—	—	10 <sup>14</sup>	380	3,8-6,3	0,2-0,5	0,13
—	—	—	2-5	10 <sup>14</sup>	—	3,5-6,0	1-5	0,01-1,0
> 200	10-16	0,25	2,5-3,3	10 <sup>12</sup> -10 <sup>15</sup>	275-390	4,6-7,3	0,8-4,1	0,06-0,28
—	—	—	1,5-3	10 <sup>14</sup>	—	4,0-6,0	1-6	0,05-0,5
155	—	—	—	6,6 · 10 <sup>8</sup>	290	4,5-5,2	4-11	0,14
115-145	—	—	—	10 <sup>9</sup> -10 <sup>16</sup>	330-350	3,6-3,8	1,0-2,6	0,08-0,2
—	—	—	—	—	—	—	—	—
150-215	7-25	—	1-4,2	4,7 · 10 <sup>12</sup> -1 · 10 <sup>14</sup>	275-440	4,2-6,2	1,2-8	0,2-0,5
160-260	5-12	—	1-3,6	1 · 10 <sup>5</sup> -3 · 10 <sup>11</sup>	300-450	3,8-4,5	0,4-5	0,12-0,35
115-145	5-6	—	5,4-6,0	5 · 10 <sup>12</sup> -1 · 10 <sup>16</sup>	275-364	3,3-8,0	0,8-2,6	0,2

Табл. 3 — Свойства пенопластов.

Пенопласт	Объемн. вес (г/см <sup>3</sup> )	Предел прочности (кг/см <sup>2</sup> )			Модуль упругости (кг/см <sup>2</sup> · 10 <sup>3</sup> )	Уд. ударная вязкость (кг · см/см <sup>2</sup> )	Темпостойкость (°С)	Теплопроводность $\left(\frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}\right) \times 10^{-3}$	Диэлектрич. проницаем. при 10 <sup>10</sup> эц	Диэлектрич. потери при 10 <sup>10</sup> эц (tg δ) · 10 <sup>-3</sup>
		при растяжении	при сжатии	при изгибе						
Пенополивинилхлорид	0,1	20	9	20	9	1,0	60	37	1,6	3,6*
	0,2	45	26	40	18	1,5	60	45	2,4	16,6*
Пенополистирол	0,06	—	3,0—4,3	—	4	0,94	60	220	—	—
	0,1	—	10	—	5,5	1,1	60	33	1,1	1,2
	0,2	30	30	65	1	1,9	70	44	~ 1,3	2,4
беспрессовый	0,02—0,04	1,8—2,0	1,1—3,0	1,3—4,0	0,4—1	0,1—0,4	60	30	—	—
	0,05	2,5—3,5	1,7—4,0	4,5—12	1	0,5—0,6	80	29	1,1	1,2
Пенополиуретан жесткий	0,1	4,5—12	5,5—13	11—24	3	0,8—0,9	—	32	1,1	1,5—3,7
	0,2	15—22	29—39	42—60	13	1,3—1,6	190	40	1,25	4—8
	0,1	—	7	14	4,8	0,6	—	29	1,2*	6,3*
Пенопласт на основе эпоксициклопропановой смолы	0,1	—	7	14	4,8	0,6	—	29	1,2*	6,3*
	0,2	—	20	35	—	0,8	130—165	38	1,6*	8*

\* При 10<sup>6</sup> эц.

П. перерабатываются в изделия различными способами: литьем под давлением, экструзией (выдавливанием), прессованием, вакуумным формованием и т.д., а также проведением полимеризации или отверждения непосредственно в формах. Режим переработки должен обеспечивать получение наиболее выгодной для данного изделия надмолекулярной структуры. Большинство П. можно, подобно металлам, обрабатывать на станках.

П. применяются в качестве конструкционных, электро-, тепло- и звукоизоляц. материалов, органич. стеклов, пленок и т.д., а также в качестве твердого топлива и теплозащитных материалов — т.н. жертвенные слои в процессе абляции. В этом процессе тепло, образующееся при аэродинамич. нагреве поверхности движущегося тела, поглощается разрушающимся теплозащитным материалом. Применение для тепловой защиты «расходуемых» материалов, поглощающих большое количество энергии на единицу теряемой массы и обладающих малой теплопроводностью и специфич. комплексом др. физико-механич. свойств, служит эффективным средством теплозащиты скоростных летат. аппаратов от интенсивного кратковременного аэродинамич. нагрева, а также стенок корпусов ракетных двигателей от горячих газов. При взаимодействии с высокотемпературным и скоростным газовым потоком происходит интенсивный разогрев поверхностной зоны материала, его разрушение (как механическое, так и за счет хим. взаимодействия с окружающей средой) и унос (рис. 2). Газифицированная часть материала, диффундируя через пограничный слой, поглощает тепло, в результате чего тепловой поток, подходящий к поверхности материала, уменьшается. Процесс начинается с поверхности, постепенно распространяется в глубь теплозащитного слоя и приводит к полному его разрушению. Наилучшими теплозащитными характеристиками из материалов различ-

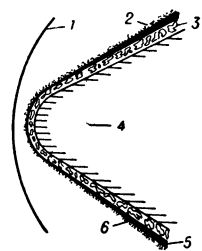


Рис. 2. Схема процесса абляции: 1 — ударная волна; 2 — газобразные продукты абляции; 3 — пористый обуглившийся слой; 4 — внутреннее твердое тело; 5 — расплавленный слой; 6 — пограничный газовый слой.

ных классов обладают армированные П. (обычно на фенолформальдегидной смоле, табл. 4), свойства к-рых улучшаются с увеличением их плотности.

Табл. 4. — Величины эффективной энтальпии  $H_{эфф}$  (ккал/кг) некр-ых пластиков на фенольных смолах для различных значений теплового потока  $q$  (ккал/м<sup>2</sup> · сек).

Материал	$q$		
	500	1500	3000
Стеклотекстолит . . . . .	400	1200	2200
Асботекстолит . . . . .	800	1700	2000
Слоистый пластик с тканью из рефразильных волокон . . . . .	1300	2500	3700

Лит.: 1) Барг Э. И., Технология синтетических пластических масс, Л., 1954; 2) Бильмейер Ф., Введение в химию и технологию полимеров, пер. с англ., М., 1958; 3) Голдинг Б., Химия и технология полимерных материалов, пер. с англ., М., 1963; 4) Берлин А. А., Основы производства газонаполненных пластмасс и эластомеров, М., 1954; 5) Петров Г. С., Левин А. Н., Терморезистивные смолы и пластические массы, М., 1959; 6) Барановский В. В., Шугал Я. Л., Слоистые пластики электротехнического назначения, М. — Л., 1963; 7) Варленбург А. К., Пластические массы в электротехнической промышленности, 3 изд., М. — Л., 1963; 8) Киселев Б. А., Стеклопластики, М., 1961; 9) Стеклопластики. Сб. статей, пер. с англ., М., 1961; 10) Клинов И. Я., Левин А. Н., Пластмассы в химическом машиностроении, М., 1963; 11) Успехи химии и технологии полимеров, [сб.] 1—2, М., 1955—57; См. также монографии, посвященные отдельным полимерам; ежегодник «Modern Plastics Encyclopedia» и сб. переводов «Химия и технология полимеров» (ИИЛ). П. М. Валецкий.

**ПЛАСТИНКА ПОЛДЛИНЫ ВОЛНЫ** (пластинка  $1/2\lambda$ ) — пластинка из прозрачного, оптически анизотропного вещества (кристалла), при прохождении через к-рую 2 составляющие светового пучка с направлениями колебаний вдоль двух определенных, взаимно-перпендикулярных направлений в плоскости пластинки (главные направления) приобретают разность хода, равную половине длины волны  $1/2\lambda$  или  $(m + 1/2)\lambda$ , где  $m$  — целое число. При прохождении через пластинку  $1/2\lambda$  линейно-поляризованного света с направлением колебаний, составляющим угол  $\alpha$  с одним из главных направлений, свет остается линейно-поляризованным, но направление колебаний поворачивается на угол  $2\alpha$ .

Лит. см. при ст. Пластинка четверть длины волны.

**ПЛАСТИНКА ЧЕТВЕРТЬ ДЛИНЫ ВОЛНЫ**

(пластинка  $1/4\lambda$ ) — пластинка из прозрачного, оптически анизотропного вещества (кристалла), при прохождении через к-рую две составляющие светового пучка с направлениями колебаний вдоль двух определенных, взаимно-перпендикулярных направлений в плоскости пластинки (главные направления) приобретают разность хода, равную четверти длины волны  $1/4\lambda$  или  $(m + 1/4)\lambda$ , где  $m$  — целое число. Линейно-поляризованный свет, направление колебаний в к-ром составляет угол  $45^\circ$  с главными направлениями, проходя через пластинку  $1/4\lambda$ , становится поляризованным по кругу (см. *Поляризация света*). Слюдяная пластинка  $1/4\lambda$  имеет толщину ок. 30  $\mu$  (для  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ). Пластинки  $1/4\lambda$  применяются для получения света, поляризованного по кругу и в качестве *компенсаторов оптических* при анализе эллиптически поляризованного света.

**ПЛАСТИНКИ** (пластины, плиты) — тела, имеющие форму прямой призмы или цилиндра, высота к-рых (толщина) мала по сравнению с размерами основания. П. применяются как элементы многих конструкций и сооружений, в стенах и перекрытиях, в фундаментах, в мостах, в гидротехнич. сооружениях и т. д., а также являются одним из основных элементов корпуса корабля, резервуара, самолета, многих машин и приборов.

Плоскость, делящая пополам толщину П., наз. срединной плоскостью. Встречаются П., работающие на поперечную нагрузку, на нагрузку, действующую в срединной плоскости, а также на одновременное действие этих двух нагрузок. П., материал к-рых обладает одинаковыми упругими свойствами во всех направлениях, наз. изотропными. Если это свойство не соблюдается, П. наз. анизотропными.

В зависимости от характера напряженного состояния П. можно разделить на: а) жесткие П., или П. малого прогиба (не более  $1/4$  толщины), у к-рых преобладают напряжения изгиба; зависимость между прогибами и нагрузкой в таких П. линейная; б) гибкие П., у к-рых напряжения изгиба такого же порядка, как и напряжения в срединной плоскости; зависимость между прогибами и нагрузкой в этом случае нелинейная; в) мембраны, у к-рых имеют значения только растягивающие напряжения в срединной плоскости [2,5,10]. В зависимости от величины деформации одна и та же П. может быть отнесена к различному классу.

В основу расчета тонких жестких П. положены след. допущения. 1) Прямая, перпендикулярная к срединной плоскости до деформации, остается перпендикулярной к ней и после деформации (гипотеза прямых нормалей). 2) Слои П., параллельные срединной плоскости, не оказывают давления друг на друга, что эквивалентно отсутствию нормальных напряжений, направленных вдоль толщины П. 3) Искривление срединного слоя не сопровождается его растяжением.

Дифференциальные ур-ние изгиба прямоугольной изотропной П. имеет вид

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{p}{D}, \quad (1)$$

где  $w$  — прогиб,  $p$  — интенсивность поперечной нагрузки,  $D = Eh^3/12(1 - \mu^2)$  — цилиндрич. жесткость,  $h$  — толщина П.,  $E$  — модуль упругости,  $\mu$  — коэфф. Пуассона. Силовые факторы выражаются через прогибы след. образом:

$$\begin{aligned} M_x &= -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), & Q_x &= -D \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \\ M_y &= -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right), & Q_y &= -D \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \\ M_{xy} &= -D(1 - \mu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \\ R_x &= -D \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + (2 - \mu) \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right], & R_0 &= 2M_{xy}, \\ R_y &= -D \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + (2 - \mu) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

где  $M_x$  и  $M_y$  — погонные изгибающие моменты,  $M_{xy}$  — крутящий момент,  $Q_x$  и  $Q_y$  — поперечные силы,  $R_x$  и  $R_y$  — приведенные поперечные силы, или погонные реакции, и  $R_0$  — сосредоточенные реакции в углах. В зависимости от характера опирания имеют место различные граничные условия. Напр., для шарнирного опирания прогибы и изгибающие моменты равны нулю, для свободного края изгибающий момент и приведенная поперечная сила равны нулю и т. д.

Решение задачи об изгибе П. сводится к интегрированию ур-ния (1) при заданных граничных условиях, причем для интегрирования пользуются как аналитическими, так и численными методами и, в частности, методом сеток [7, 8].

Изгиб круглой жесткой П. описывается в полярных координатах [11]:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) = \frac{p}{D}. \quad (3)$$

Основные ур-ния гибких П. [10] нелинейны, они имеют вид

$$\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^4} = E \left[ \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right], \quad (4)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \\ &= \frac{1}{D} \left[ p + h \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\varphi$  — функция напряжения, с помощью к-рой определяются усилия в срединной плоскости:

$$T_x = h \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}; \quad T_y = h \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}; \quad T_{xy} = h \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y}. \quad (6)$$

Для решения этого типа задач обычно применяют метод Бубнова — Галеркина [1, 9]. На основании ур-ния (5) могут быть решены задачи устойчивости П. в пределах упругости, причем применяются как вариационные, так и численные методы.

Мембраны — столь тонкие П., у к-рых цилиндрич. жесткостью  $D$  можно пренебречь. В этом случае ур-ния (4) и (5) упрощаются и преобразуются к виду

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = -\frac{p}{h}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^4} = 0. \quad (8)$$

Если мембрана равномерно растянута усилиями  $T_x = T_y = T$ , а сдвигающие усилия  $T_{xy} = 0$ , то остается только выражение (7), к-рое преобразуется в ур-ние Пуассона

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = -\frac{p}{T}. \quad (9)$$

Когда толщина П. более  $1/5$  остальных размеров, П. наз. толстой. Напряженно-деформированное состояние толстой П. определяется на основании общих ур-ний пространственной задачи теории упругости [3].

Для анизотропных П. [6] структура дифференциальных ур-ний зависит от характера анизотропии. Большой интерес представляют задачи изгиба, устойчивости и колебаний П. за пределом упругости с учетом пластич. деформаций.

Важное значение имеет расчет свободных или вынужденных колебаний П., а также расчет их на действие мгновенных импульсов (см. ниже). П. М. Варвак.

**П. в акустике** — элементы излучателей и приемников звука, а также звуковых преград. Напр., П. из пьезоэлектрич. материалов служат преобразователями электрич. энергии в энергию механ. колебаний; П. являются элементы акустич. антенн, мембран микрофонов и телефонов, деки музыкальных инструментов и т. д.

П. можно рассматривать как упругий волновод, волновое поле в к-ром представляется суперпозицией нормальных волн [13]. Каждая нормальная волна образуется сложением продольной и поперечной волн. Продольные колебания П. описываются волновым ур-нием и рассчитываются подобно продольным колебаниям стержней. При изгибных (поперечных) колебаниях тонких П. поперечные смещения  $w(x, y, t)$  подчиняются ур-нию

$$\frac{Eh^3}{12(1 - \mu^2)} \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = P(x, y, t) \quad (1)$$

(плоскость  $xOy$  совпадает со срединной плоскостью П.,  $\rho$  — плотность материала П.,  $P(x, y, t)$  — распределенные по поверхности нормальные усилия). П. считается тонкой для усилий, заданных в форме

плоской волны  $p = p_0 e^{i(\omega t - kx)}$ , если  $h\omega/c_t \ll 1$ ;  $hk \ll 1$  ( $c_t$  — скорость сдвиговой волны в материале П.). Решение ур-ния (1) при колебаниях на частоте  $\omega$  содержит две бегущие волны, к-рые для случая распространения волны в направлении  $x$  имеют вид

$$w_{1,2} e^{i(\omega t \pm kx)}; \quad (k^4 = \frac{12(1-\mu^2)\rho}{Eh^2} \omega^2),$$

и два экспоненциально затухающих с расстоянием колебания —  $w_{3,4} e^{i(\omega t \pm kx)}$ . Постоянные  $w_{i,k}$  определяются граничными условиями, к-рых должно быть задано по два в каждой точке контура, ограничивающего П., и внешними усилиями, приложенными к ее поверхности. При однородных (нулевых) граничных условиях допустимые частоты свободных колебаний П. образуют дискретный набор собственных частот. Типичные граничные условия:  $a$  — свободный край

$$M = -\frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} = 0; \quad Q = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} \frac{\partial^3 w}{\partial n^3} = 0$$

( $n$  — направление нормали к контуру П.);  $b$  — шарнирно опертый край  $w = 0$ ,  $M = 0$ ;  $c$  — заделанный край  $w = 0$ ,  $\partial w / \partial n = 0$ . Спектр собственных частот зависит от граничных условий, а также от величин жесткости  $Eh^3/12(1-\mu^2)$  и удельной массы  $\rho h$ . Определение его представляет в общем случае сложную задачу. Наинизшая частота может быть определена с помощью метода Рэлея—Ритца [16]. Для прямоугольной шарнирно опертой П. размером  $a \times b$  частотный спектр имеет вид

$$\omega_{mn} = \sqrt[4]{Eh^3/12\rho(1-\mu^2)} \pi^2 (m^2/a^2 + n^2/b^2)$$

$m; n = 0, 1, 2, \dots$

В режиме вынужденных колебаний при совпадении вынуждающей частоты с одной из собственных частот наступает резонанс.

Колеблясь в жидкости, П. излучает звук при условии, что  $\omega > \omega_k = c_1^2 \sqrt{12\rho(1-\mu^2)/Eh^2}$ , где  $c_1$  — скорость звука в жидкости. При  $\omega < \omega_k$  в жидкости возбуждается лишь экспоненциально спадающее ближнее поле. Препятствия в виде ребер жесткости, границ П. и др. приводят к появлению в ней отражений, состоящих из бегущих волн и экспоненциально спадающего вдоль П. поля изгибной волны, к-рое из-за присутствия в его спектре длинноволновых составляющих обуславливает излучение на любых частотах, в т. ч. и при  $\omega < \omega_k$ . Излучение демпфирует колебания П., что проявляется в затухании бегущих вдоль нее волн, а также смещает ее собственные частоты.

При определении звукоизоляции и звуковой прозрачности упругих перегородок обычно вводят коэфф. прохождения  $D$  плоской волны через тонкую П., равный отношению потенциала прошедшей волны  $\Phi_t$  к потенциалу падающей, заданному в форме  $\Phi_i e^{i(\omega t - kz)}$  (где  $|k| = \omega/c_1$ ):

$$D = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} = \frac{\rho_1 c_1 / \cos \theta}{\rho_1 c_1 / \cos \theta + z},$$

где  $\theta$  — угол падения,  $\rho_1 c_1$  — волновое сопротивление среды;

$$z = \frac{1}{i\omega} \left( \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} k_x^4 - \rho h \omega^2 \right); \quad k_x = \frac{\omega}{c_1} \sin \theta.$$

При  $z = 0$  П. полностью прозрачна. Соответствующий угол падения наз. углом пространственного совпадения и возникает при частотах  $\omega > \omega_k$ . Для нормально падающей плоской волны полностью прозрачна П. толщиной в  $n\lambda_l/2$ , где  $\lambda_l = 2\pi c_l/\omega$ , а  $c_l$  — скорость продольной волны в материале П.,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . П. толщиной в  $\lambda_l/4$  является согласующим элементом между средами с волновыми сопротивлениями  $z_1$  и  $z_2$  при условии  $\rho c_l = \sqrt{z_1 z_2}$  (случай «просветления», подобно оптическому). С. А. Рыбак.

Лит.: 1) Бубнов И. Г., Труды по теории пластин, М., 1953; 2) Папкович П. Ф., Строительная механика ко-

рабля, ч. 2, Л., 1941; 3) Галеркин Б. Г., Собрание сочинений, т. 2, М., 1953; 4) Тимошенко С. П., Пластинки и оболочки, пер. с англ., М. — Л., 1948; 5) Власов В. З., Строительная механика тонких упругих пластинок, «Прикл. матем. и механ.», 1946, т. 10, вып. 1; 6) Лехницкий С. Г., Анизотропные пластинки, М. — Л., 1947; 7) Маркус Г., Теория упругой сетки и ее приложение к расчету плит и безбалочных перекрытий, пер. с нем., Харьков — Киев, 1936; 8) Варвак П. М., Раевские и приложение метода сеток к расчету пластинок, ч. 1—2, Киев, 1949—52; 9) Вольмир А. С., Гибкие пластинки и оболочки, М., 1956; 10) Калманок А. С., Строительная механика пластинок, М., 1950; 11) Китовер К. А., Круглые тонкие плиты, Л. — М., 1953; 12) Стретт Дж. (Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 1, 2 изд., М., 1955, гл. 10; 13) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957, гл. 1, § 6; 14) Мора Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М., 1949, гл. 5, § 21; 15) Стуччик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 2, М., 1959, гл. 22, § 16, 17; 16) Тимошенко С. П., Колебания в инженерном деле, пер. с англ., М., 1959, гл. 5.

**ПЛАСТИФИКАЦИЯ полимеров** — модификация полимерного материала, в результате к-рой достигается повышение подвижности макромолекул в целом, их участков, простейших надмолекулярных образований (пачек макромолекул) или всех этих структурных единиц. Технологич. целью П. может быть: 1) повышение морозостойкости (средством снижения темп-ры стеклования), 2) повышение ударной прочности, 3) снижение модуля упругости и, как следствие этого, снижение твердости, 4) повышение текучести (при переработке материала в изделия). П. осуществляется введением в полимер спец. веществ — пластификаторов, не взаимодействующих с ним химически. Пластифицированная система является раствором пластификатора в полимере.

П. изменяет механ. свойства полимеров в общем случае в результате снижения взаимодействия как между смежными макромолекулами, так и между соседними звеньями одной и той же молекулы. Молекулы пластификатора, смешивающегося с полимером, могут действовать двояко: 1) чисто геометрически — наличие в полимерном материале малых подвижных молекул облегчает изменение взаимного расположения макромолекул; 2) энергетически взаимодействовать с полярными группами полимера и нарушать связи между этими группами. В нек-рых системах преобладает 1-й механизм, и тогда снижение темп-ры стеклования ( $\Delta t_{ст}^c$ ), к-рое может служить мерилем эффективности пластификатора, пропорционально его объемной доле в системе. В случаях, когда преобладает 2-й механизм,  $\Delta t_{ст}^c$  пропорционально молярной доле пластификатора (при сравнительно невысоких его концентрациях). В большом числе систем, вследствие сопоставимой эффективности действия обоих механизмов, наблюдаются более или менее значит. отклонения от каждой из этих линейных зависимостей.

Системы полимер — ограниченно совместяющийся с ним пластификатор (напр., целлюлоза — мочевиная) представляют собой особый случай. В таких системах взаимодействие молекул пластификатора с активными группами макромолекул слабее межмолекулярного взаимодействия внутри элементов надмолекулярной структуры полимера (пачек, фибрилл); поэтому пластификатор может взаимодействовать лишь с активными группами, находящимися на периферии этих элементов. Такой тип П. можно назвать «межструктурной пластификацией». В идеальном случае в результате межструктурной П.  $t_{ст}$  полимера не снижается, а его способность к упругим деформациям возрастает вследствие проявления эластичности формы надмолекулярных образований.

Иногда применяют термин «внутренняя П.» (в отличие от описываемой здесь «внешней П.») для обозначения такой модификации хим. структуры полимера, к-рая приводит к изменениям свойств материала, аналогичным изменениям, наблюдающимся

при П. Для внутр. П. применяют: 1) статистич. сополимеризацию основного мономера со сравнительно небольшим количеством др. мономера, обуславливающего создание в макромолекуле звеньев, снижающих межмолекулярное взаимодействие или повышающих гибкость ценной молекулы; 2) привитую и блок-сополимеризацию, при к-рой в макромолекулу основного полимера вводят значительные по протяженности участки, состоящие из звеньев иного строения; 3) хим. реакции, в результате к-рых в макромолекуле заменяется часть функциональных групп.

Практически П. подвергают только аморфные и низкокristаллич. полимеры; П. полимеров, обладающих высокой степенью кристалличности, ограничена малой совместимостью с ними пластификаторов.

Пластификатор должен: 1) хорошо совмещаться с полимером (это не относится к случаям межструктурной П.) и не «выпотевать» во всем интервале рабочих темп-р; 2) иметь очень низкую летучесть; 3) быть химически стабильным в условиях эксплуатации материала; 4) не мигрировать из пластифицированного материала в контактирующие с ним другие материалы. В ряде случаев пластификаторы должны также удовлетворять специфич. требованиям, напр. в отношении их диэлектрич. свойств, горючести, токсичности. Наиболее распространенные пластификаторы — эфиры фталевых кислоты (в частности, диоктилфталат и дибутилфталат), фосфаты, напр. трикрезилфосфат, эфиры других кислот — себациновой, адипиновой, азелаиновой, сульфонамиды. В качестве пластификаторов применяют также некоторые низкомолекулярные полимеры (напр., эфиры полипропиленгликоля).

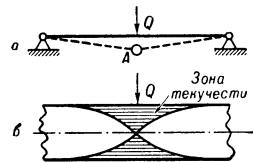
В большинстве случаев пластификаторы вводят в материал смещением (часто при повышенной темп-ре) в закрытых смесителях, на вальцах или каландрах. Иногда (напр., при производстве полиметилметакрилата — «органич. стекла») пластификатор добавляют в мономер перед полимеризацией. Можно полимер и пластификатор растворить в общем растворителе и затем удалить последний из материала.

П. многих полимерных материалов происходит в результате их контакта с окружающей средой. Напр., целлюлоза и полиамиды практически всегда пластифицированы водой, поглощенной из атмосферы; резиновые изделия, соприкасающиеся с жидким топливом, смазочными маслами, растворителями и т. п., в большей или меньшей степени сорбируют эти продукты.

Лит.: 1) Каргин В. А., Слонимский Г. Л., Краткие очерки по физико-химии полимеров, М., 1960, Очерк X; 2) Тагер А. Л., Физико-химия полимеров, М., 1963, гл. XX; 3) Würstlin F., Weichmachung, в кн.: Kunststoffe, hrsg. R. Nitsche, K. A. Wolf, Bd 1, B. — [u. a.], 1962, S. 769; 4) Thinius K., Chemie, Physik und Technologie der Weichmacher, B., 1960; 5) Kanig G., Zur Theorie der Glas-temperatur von Polymerhomologen, Copolymeren und weichgemachten Polymeren, «Kolloid-Z.u. Z. f. Polymere», 1953, Bd 190, N. 1, S. 1. Ю. М. Малинский.

**ПЛАСТИЧЕСКИЕ МАССЫ** — см. *Пластики*.

**ПЛАСТИЧЕСКИЙ ШАРНИР** (ш а р н и р т е к у ч е с т и) — сечение балки, полностью находящееся в пластич. состоянии.



а — образование пластич. шарнира; б — сечение балки в области пластич. шарнира А.

Понятие «П. ш.» приобрело большое значение в связи с исследованием несущей способности стержневых и рамных конструкций. П. ш. возникает в наиболее напряженных сечениях, напр.: если шарнирно опертая балка (см. рис.) находится под действием сосредоточенной силы Q, то при увеличении этой силы наибольший изгибающий момент возникает в точке А, где образуется П. ш. Возникновение П. ш. уменьшает степень статич. неопределимости конструк-

ции и может сделать ее статически определяемой (см. *Статически неопределимые системы*) или даже геометрически изменяемой.

Дальнейшее обобщение понятия П. ш. — цилиндр. шарнир текучести, образующий прямою или кривую линию на поверхности пластинки или оболочки.

Лит.: 1) Везухов Н. И., Теория упругости и пластичности, М., 1953; 2) Гвоздеу А. А., Расчет несущей способности конструкций по методу предельного равновесия, вып. 1, М., 1949; 3) Ржаницын А. Р., Расчет сооружений с учетом пластических свойств материалов, 2 изд., М., 1954. Д. Д. Ивлев.

**ПЛАСТИЧНОСТИ ТЕОРИЯ** (м а т е м а т и ч е с к а я) — наука о пластическом деформировании тел. П. т. занимается построением математич. моделей пластич. тел, методами определения распределения напряжений и деформаций в пластически деформированных телах. П. т. принимает за исходные положения экспериментальные наблюдения над макроскопич. свойствами пластич. тела и непосредственно не связана с физ. объяснением свойств *пластичности*. Основные эксперименты по изучению пластич. свойств материалов проводятся над металлами. Современная П. т. особенно связана со свойствами металлов, хотя возможны ее применения к таким материалам, как горные породы, лед и т. д.

Наиболее важные эксперименты по определению пластич. свойств металлов — растяжение—сжатие плоского или цилиндрич. образца и деформирование тонкостенной цилиндрич. трубки (см. рис. 1 в ст. *Пластичности условие*), находящейся под действием растягивающей силы, крутящего момента и внутр. давления (эксперименты, позволяющие вести независимый отсчет усилий и деформаций). На рис. 1 показана кривая «напряжение — деформация» при основном растяжении цилиндрич. образца из мягкой малоуглеродистой стали. В начальной стадии до точки А на диаграмме имеется характерный линейный участок, на к-ром деформации являются упругими. Точка А соответствует пределу упругости (точнее, пределу пропорциональности) материала. После точки А диаграмма становится криволинейной, а на отрезке ВС она имеет горизонтальную площадку, наз. площадкой текучести. Точка В соответствует пределу текучести материала. На площадке текучести деформация возрастает без увеличения нагрузки. Начиная с точки С кривая снова идет вверх. Если в нек-рый момент времени снять нагрузку, то кривая разгрузки оказывается прямой MP, параллельной прямой упругого участка. Полная деформация e, соответствующая точке М диаграммы, состоит из двух частей — упругой e<sup>е</sup> и пластической e<sup>р</sup>.

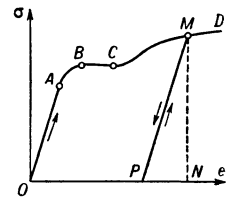


Рис. 1. Диаграмма зависимости «напряжение — деформация» ( $\sigma - e$ ) для образца из мягкой малоуглеродистой стали.

$$e = e^e + e^p \quad (e = ON, \quad e^p = OP, \quad e^e = PN).$$

Вторичное приложение растягивающих усилий вызовет процесс упругого деформирования до достижения растягивающими напряжениями значений, имевших место в начальный момент разгрузки (прямая PM), т. е. вывод материала в пластич. область повышает предел упругости металла. Это явление наз. упрочнением, или наклепом. При сжатии диаграмма «напряжение — деформация» подобна аналогичной диаграмме при растяжении, однако наклеп материала при растяжении понижает по абс. величине предел упругости при сжатии (*Баушингера эффект*). При пластич. деформировании наблюдается возникновение анизотропии, т. е. приобретение различных механич. свойств в разных направлениях.



П. т. идеализирует поведение реальных материалов при пластич. деформировании; причем для различных областей применения пользуются различными гипотезами. Обычно в П. т. диаграмму «напряжение — деформация» аппроксимируют схемой (рис. 2), состоящей из двух участков: отрезок прямой  $OA$ ,

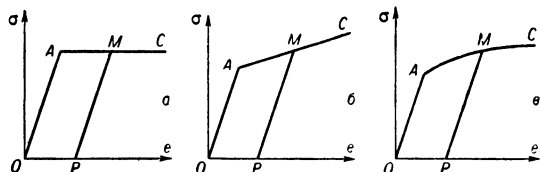


Рис. 2. Идеализированные схемы зависимости  $\sigma - \epsilon$ : а — идеально-пластич. материал; б — материал с линейным упрочнением; в — материал с нелинейным упрочнением.

соответствующий упругому состоянию материала, и отрезок  $AC$ , соответствующий состоянию пластичности. В этом случае точка  $A$  является пределом упругости и пределом текучести одновременно.

При пластич. деформировании напряженное и деформированное состояния материала существенно зависят от истории нагружения. Данному напряженному состоянию могут соответствовать различные пластич. деформации в зависимости от того, какой последовательностью напряженных состояний оно достигнуто.

Определение модели пластич. тела состоит в установлении связи между тензорами, определяющими сложное напряженное и деформированное состояния материала. Обычно соотношения П. т. устанавливают связь между тензором напряжений  $\sigma_{ij}$  и тензором приращения пластич. деформации  $de_{ij}^p$  (или тензором скоростей пластич. деформации  $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ ). Упругая часть деформации  $de_{ij}^e$  предполагается связанной с напряжениями законом Гука. Приращение полной деформации  $de_{ij}$  определяется суммированием  $de_{ij} = de_{ij}^e + de_{ij}^p$ . Подобные П. т. принадлежат к группе теорий пластич. течения, характеризуемых неголономным (неинтегрируемым) видом связи между напряжениями и деформациями. Термин «течение» в П. т. имеет особый смысл, отличный от течения, напр., вязких жидкостей: при фиксированных нагрузках изменения деформированного состояния пластич. тел, вообще говоря, не происходит (в противном случае имеет место ползучесть материала), поэтому соотношения П. т. не зависят от времени.

Для интерпретации результатов П. т. пользуются понятием пространства напряжений. Шестимерное пространство напряжений  $\Pi$  определяется как пространство, в  $k$ -ом декартовы координаты точки равны компонентам тензора напряжений  $\sigma_{ij}$ . Любому напряженному состоянию в пространстве  $\Pi$  соответствует вектор напряжений  $\sigma$  с компонентами  $\sigma_{ij}$ .

Поверхность  $\Sigma$  в пространстве напряжений, ограничивающая все упругие состояния данного элемента тела (т. е. все состояния, к-рые могут быть достигнуты из начального без приобретения остаточных деформаций), наз. поверхностью нагружения (поверхностью текучести). Напряженные состояния, соответствующие точкам поверхности нагружения  $\Sigma$ , соответствуют пределам текучести материала при сложном напряженном состоянии. При изменении напряженного состояния поверхность нагружения изменяет свою форму.

Из опыта известно, что материал, находящийся в любом напряженном состоянии, можно деформировать без сообщения ему остаточных деформаций (уп-

ругая разгрузка). Поэтому поверхность  $\Sigma$  при изменении своей формы меняется так, что все время проходит через конец вектора напряжений  $\sigma$ . Если для нек-рого материала напряженное состояние меняется от  $\sigma_1$  до  $\sigma_2$  (рис. 3, а), то поверхность нагружения  $\Sigma_2$  может включать в себя поверхность  $\Sigma_1$ , т. е. пределы текучести увеличиваются во всех направлениях, или увеличение предела текучести в нек-ром направлении приведет к понижению его в противоположном направлении (рис. 3, б). При этом поверхность  $\Sigma_2$  может оставаться гладкой или приобретать угловую точку (рис. 3, в).

Для определения связи  $\sigma_{ij} - de_{ij}$  в П. т. обычно пользуются ассоциированным законом пластич. течения. Аналитич. выражение поверхности нагружения можно записать в виде  $f = 0$ . Ф-ция  $f$  наз. ф-цией нагружения, или ф-цией текучести, и может зависеть от компонент напряжений, деформаций и различных параметров, определяющих физико-химич. состояние среды. Согласно ассоциированному закону пластич. течения,

$$de_{ij}^p = h \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} df,$$

где  $h$  — ф-ция упрочнения, а вектор приращения пластич. деформаций  $de^p$  ортогонален в пространстве напряжений к поверхности нагружения (рис. 3, а). Ф-ция нагружения  $f = 0$  в этом случае наз. пластич. потенциалом. Обобщением теории пластич. потенциала на случай, когда поверхность нагружения имеет особенности (ребра, угловые, конич. точки), является теория обобщенного пластич. потенциала [4, 8].

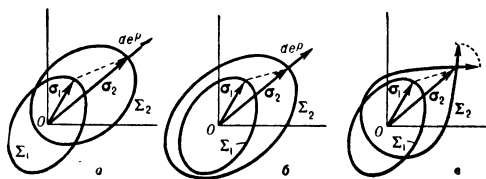


Рис. 3. Изменение поверхности нагружения при изменении напряженного состояния от  $\sigma_1$  до  $\sigma_2$ : а и б — поверхности нагружения остаются гладкими;  $de^p$  — вектор приращения пластич. деформации (согласно ассоциированному закону течения); в — поверхность нагружения приобретает угловую точку; стрелки ограничивают возможные направления вектора приращения пластич. деформации (согласно обобщенному ассоциированному закону пластич. течения).

Одна из наиболее простых моделей пластич. тела — модель идеального жестко-пластич. тела (см. *Идеально-пластическое тело*, *Жестко-пластическое тело*). Для идеально-пластич. тела поверхность нагружения фиксирована, упрочнение отсутствует.

При определенных классах нагружений соотношения связи между напряжениями и приращениями пластич. деформаций для упрочняющегося материала могут быть проинтегрированы. В этом случае имеют место соотношения деформационной П. т., среди которых важное место принадлежит теории малых упруго-пластич. деформаций, справедливой при простых нагружениях (напряжения и деформации возрастают пропорционально одному параметру), а также при нагружениях, достаточно близких к простым. Сравнительная простота соотношений теории малых упруго-пластич. деформаций позволила получить ряд важных результатов при расчетах на прочность и устойчивость деталей конструкций (труб, стержней, пластин, оболочек), дать методы определения динамич. напряжений при продольном ударе стержней и т. д.

К П. т. по математич. постановке примыкает механика сыпучих сред; развитием П. т. является *ползучести теория* (математическая). П. т. — один из раз-

делов *реологии*, а также один из самых интенсивно развивающихся разделов механики сплошных сред, тесно связанный с важнейшими вопросами проектирования конструкций в совр. технике, исследованием технологич. процессов пластич. деформирования металлов и т. п.

Лит.: 1) Ильяшин А. А., Пластичность, М. — Л., 1948; 2) Ишлинский А. Ю., Пластичность, в кн.: Механика в СССР за 30 лет, М. — Л., 1950; 3) Качанов Л. М., Основы теории пластичности, М., 1956; 4) Ключников В. Д., О законах пластичности для материала с упругонем. [Обзор], «Прикл. матем. и механ.», 1958, т. 22, вып. 1; 5) Надаи А., Пластичность и разрушение твердых тел, пер. с англ., М., 1954; 6) Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально пластических тел, пер. с англ., М., 1956; 7) Работнов Ю. Н., Сопротивление материалов, М., 1962; 8) Седов Л. И., Введение в механику сплошной среды, М., 1962; 9) Соколовский В. В., Теория пластичности, М. — Л., 1946, 2 изд., 1950; 10) Фрейденталь А. и Гейрингер Х., Математические теории неупругой сплошной среды, пер. с англ., М., 1962; 11) Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956.

Д. Д. Иллес.

**ПЛАСТИЧНОСТИ УСЛОВИЕ** (текущее условие) — соотношение математич. пластичности теории, определяющее границу, отделяющую область пластического (точнее, упруго-пластического) состояния материала от области его упругого состояния.

При выполнении П. у. в материале начинают возникать остаточные деформации. П. у. записывается в виде  $f(\sigma_{ij}) = 0$ , где  $\sigma_{ij}$  — компоненты тензора напряжений. Для изотропного тела П. у. — ф-ция инвариантов тензора напряжений.

Установление П. у. — одна из основных задач экспериментальных работ, посвященных феноменологич. теории пластичности, т. е. теории пластичности как раздела механики сплошной среды. При экспериментальном определении П. у. изучается однородное напряженное состояние (состояние, при к-ром напряжения и деформации одинаковы во всех точках тела), которое реализуется в средней части растягиваемых круглых или плоских образцов, а также при деформировании тонкостенных трубок, находящихся под действием растягивающей силы  $P$ , внутр. давления  $p$  и крутящего момента  $M$  (рис. 1). В других случаях (плоское деформированное состояние, пространственное напряженное состояние и т. п.) П. у. подтверждается лишь косвенно при сравнении теоретических и экспериментальных значений П. у., полученных при нагружении и разгрузке неоднородно напряженных пластич. тел.

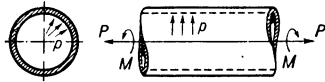


Рис. 1.

Для металлов наиболее применимы П. у. Треска (Tresca Н., 1864 г.) и Мизеса (Mises R., 1913 г.). Согласно П. у. Треска, пластич. деформация в точке тела возникает, когда максимальное касат. напряжение  $\tau_{\max}$  достигает нек-рого предельного значения  $\tau_{\max} = k = \text{const}$ . Поскольку  $\tau_{\max}$  равно одной из полуразностей главных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ , то П. у. Треска записывается в виде

$$|\sigma_1 - \sigma_2| \leq 2k, \quad |\sigma_2 - \sigma_3| \leq 2k, \quad |\sigma_3 - \sigma_1| \leq 2k. (*)$$

Если за оси координат выбрать  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ , то каждая точка этого пространства отвечает определенному напряженному состоянию точек тела. Все напряженные состояния точек тела, удовлетворяющие неравенствам (\*), находятся в пространстве главных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  внутри нек-рой шестигранной призмы, т. н. призмы Треска (рис. 2). Геометрически П. у. Треска утверждает, что пластич. деформации в точке тела возникнут в случае, если напряженное состояние этой точки будет лежать в пространстве главных напряжений на призме Треска.

Согласно П. у. Мизеса, пластич. деформации возникают, когда интенсивность касат. напряжений  $\tau_i$  достигает нек-рой постоянной величины  $\tau_i = k = \text{const}$ . П. у. Мизеса записывается через главные напряжения в виде

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 6k^2$$

и изображается в пространстве главных напряжений цилиндром Мизеса, описанным около призмы Треска (рис. 2).

Оба П. у. — Треска и Мизеса — дают мало отличающиеся результаты, так как их отношение заключено в близких пределах  $0,816 \leq \tau_i/\tau_{\max} \leq 0,941$ . В конкретных случаях обычно пользуются тем из них, к-рое упрощает математич. решение задачи. Различие между П. у. Треска и Мизеса может быть наглядно проиллюстрировано на примере плоского напряженного состояния (одно из главных напряжений равно нулю), когда П. у. Треска и Мизеса изображаются соответственно шестиугольником и эллипсом (рис. 3).

П. у. может быть рассмотрено в качестве пластич. потенциала. В этом случае П. у. определяет, согласно ассоци-

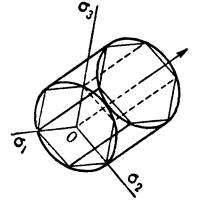


Рис. 2. Призма Треска и цилиндр Мизеса.

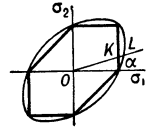


Рис. 3. Шестиугольник Треска и эллипс Мизеса для плоской задачи. При пропорциональном нагружении  $\sigma_2/\sigma_1 = \lambda$ ,  $\lambda = \text{tg}\alpha$ ; напряженное состояние изображается точками прямой  $OL$ ; разница в условиях пластичности Треска и Мизеса изображается отрезком  $KL$ .

рованному закону пластич. течения (см. *Пластичности теории*), связь между компонентами приращений деформации и напряжениями.

Лит.: 1) Ильяшин А. А., Пластичность, М. — Л., 1948; 2) Качанов Л. М., Основы теории пластичности, М., 1956; 3) Соколовский В. В., Теория пластичности, М. — Л., 1946.

Д. Д. Иллес.

**ПЛАСТИЧНОСТЬ** — свойство твердых тел необратимо деформироваться под действием внешних сил или внутр. напряжений. При этом элемент объема тела, расположенный в точке  $r$ , испытывает смещение  $u$ , и мерой необратимых изменений взаимного расположения частиц являются компоненты тензора пластич. дисторсии  $(du/dr)_{ij} = du_i/dr_j = \vartheta_{ij}^p = \epsilon_{ij}^p + \omega_{ij}^p$ , симметричная часть к-рого есть тензор пластич. деформации  $\epsilon^p$  (см. *Деформации*), а антисимметричная — тензор пластич. поворотов  $\omega^p$ . Пластич. повороты не изменяют форму тела (рис. 1) и в однородной среде экспериментально не обнаруживаются. Поэтому достаточно рассматривать  $\epsilon^p$ , а если упругая деформация  $\epsilon^E \ll \epsilon^p$ , можно считать, что полная деформация  $\epsilon = \epsilon^E + \epsilon^p \approx \epsilon^p$ .

Компоненты  $\epsilon^p$  не связаны однозначно с компонентами тензора напряжений  $\sigma$ , а зависят от пути, по к-рому было достигнуто деформированное состояние, т. е. от истории образца. Т. к.  $\epsilon^p$  — не ф-ция состояния, то не существует таких характеристик П. тел, связывающих  $\epsilon^p$  и  $\sigma$ , к-рые можно было бы считать константами материала (подобно константам упругости, связывающим упругую деформацию  $\epsilon^E$  и  $\sigma$ ). Напротив, скорость пластич. деформации  $\dot{\epsilon}^p$  зависит только от мгновенных значений  $\sigma$ , темп-ры  $T$  и структуры тела.

Поскольку П. связана с необратимым изменением взаимного расположения атомов, ее физ. механизм всегда включает разрыв нек-рых межатомных связей и образование новых. Эти атомные перестройки идут

легче всего в наиболее искаженных участках твердого тела (в кристаллах — вблизи дефектов структуры: вакансий, дислокаций и др.). Когда искаженные участки находятся в термодинамич. равновесии (напр., вакансии),  $\epsilon^P$  зависит в 1-м приближении линейно от  $\sigma$ , что является характерной особенностью вязкости,

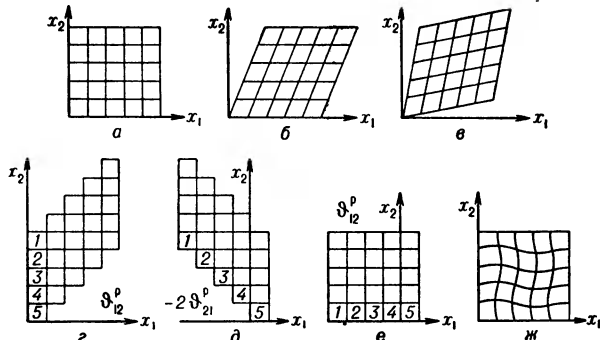


Рис. 1. Схематич. изображение различных слагаемых дисторсии кристалла: а — исходное состояние; б — упругая дисторсия  $\Phi_{21}^E$ ; в — упругая деформация  $\epsilon_{12}^E = \epsilon_{21}^E = (\Phi_{12}^E + \Phi_{21}^E)/2$ ; г — пластич. дисторсия  $\Phi_{12}^P$ ; д, е — пластич. поворот  $2\omega_{12}^P = 2(\Phi_{12}^P - \Phi_{21}^P)$ ; ж — неоднородная дисторсия (в центре — упругий поворот).

причем компоненты тензора вязкости  $\eta$  суть константы материала (зависящие от  $T$ ). Когда имеется линейная связь  $\dot{\epsilon}^P(\sigma)$  при наличии неравновесных дефектов (напр., дислокаций), пластич. деформацию наз. квазивязким течением. В этом случае эффективная вязкость  $\eta^*$  зависит от дефектной структуры тела, к-рая в процессе деформации может изменяться. Иногда под П. понимают необратимую дисторсию только кристаллич. тел, под вязкостью — аморфных.

Конкретные особенности механизма разрыва и образования межатомных связей определяются атомной структурой тела. Поэтому целесообразно рассматривать физ. механизмы П. разных классов твердых тел отдельно.

Пластичность кристаллов. Протекающие процессы деформирования в кристаллах исследуют экспериментально не только по изменению размеров испытуемого образца, но и по рельефу его боковых поверхностей, ступенькам и полосам, возникающим в результате деформации и наблюдаемым с помощью оптического и электронного микроскопов. О структурных изменениях кристалла при деформировании судят по данным рентгеноструктурного анализа, измерений электрич. и тепловых свойств, латентной энергии, внутр. трения и др. свойств.

Экспериментально установлено, что пластич. деформация монокристаллов протекает тремя основными способами: скольжение (движение полных дислокаций, вектор Бюргерса  $b$  к-рых равен вектору решетки  $a$  в плоскости скольжения), двойникование (движение частичных дислокаций с  $b < a$ ), диффузия точечных дефектов (обычно связанная с переползанием дислокаций). Во всех случаях, когда микромеханизм пластич. деформации установлен, он заключается в движении дефектов кристаллов. Деформация становится макроскопически наблюдаемой, когда число движущихся дислокаций (или вакансий) и длина их пробега достаточно велики [см. ниже ф-лу (1')]. Это имеет место при нек-ром минимальном напряжении  $\sigma_T$  (зависящем от  $T$  и  $\dot{\epsilon}^P$ ), к-рый принято наз. пределом текучести. Этот предел, как и другие технич. характеристики механических свойств материалов, не яв-

ляется, строго говоря, физ. константой материала даже при известной дефектной структуре, а зависит от чувствительности аппаратуры, с помощью к-рой измеряется деформация, поскольку направленное движение дефектов происходит практически при сколь угодно малом напряжении. Часто измеряют условный предел текучести, соответствующий заданной деформации, напр.  $\sigma_{\epsilon=0,2\%}$ . При скольжении происходит взаимное смещение атомных плоскостей в результате прохождения дислокаций. Наблюдаемые плоскости скольжения отличаются наибольшей ретикулярной плотностью. Направленные скольжения соответствуют кратчайшим межатомным расстояниям. Так, в гранцентрированных кубич. кристаллах (Al, Cu, Ni и т. д.) плоскости скольжения имеют обычно индексы  $\{111\}$ , а направления скольжения  $\langle 110 \rangle$ . При повышенных температурах появляются дополнит. системы скольжения, напр. у Al  $\{001\}$ ,  $\langle 110 \rangle$ . На поверхности кристалла в направлении следов действующих плоскостей возникают линии скольжения — ступеньки высотой  $h$  от  $10$  до  $10^8$  Å и длиной  $L$  от  $10^2$  Å до размеров кристалла. В зависимости от структуры решетки, наличия примесей,  $T$ ,  $\dot{\epsilon}^P$  и вида напряженного состояния линии скольжения распределены либо более или менее равномерно по поверхности, причем  $h \approx 10-100$  Å (тонкое скольжение — чистые металлы, высокие

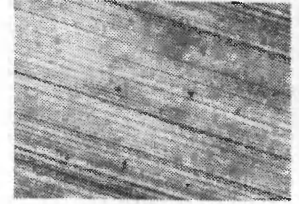


Рис. 2. Электронномикроскопич. фотография кристалла Al после 20% деформации при 90° K ( $12\ 000 \times$ ).

$T$ , малая  $\dot{\epsilon}^P$ , рис. 2), либо объединяются в густые полосы. Иногда, напр. в твердых растворах, величина сдвига в одной линии и высота ступеньки составляет  $10^3$  Å и более (грубое скольжение, рис. 3). С ростом  $\dot{\epsilon}^P$  появляются следы др. систем скольжения. Важную роль играет поперечное скольжение, при к-ром отрезки винтовых дислокаций переходят из одной плоскости скольжения в другую. Таким способом дислокации могут обходить препятствия, встречающиеся в плоскости скольжения. В про-

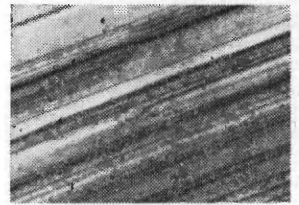


Рис. 3. Кристалл Al, деформированный на 30% при комнатной темп-ре ( $12\ 500 \times$ ). Большинство линий тонкого скольжения сгруппировалось в полосы скольжения. Видны следы поперечного скольжения.

цессе деформирования за счет скольжения могут образовываться области с переориентированной решеткой (рис. 4) — области сбросов, иррациональные двойники, пластины, полосы деформации, полосы accommodation (приспособления) около двойников. Выходы этих областей на поверхность кристалла имеют вид полос (рис. 5).

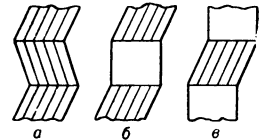


Рис. 4. Схемы переориентации решетки в кристаллах в результате скольжения: а — образование иррациональных двойников (скольжение в соседних областях по разным системам скольжения); б — образование полос деформации (скольжение вне полосы); в — образование полос сброса (скольжение локализовано внутри полосы).

цессе деформирования за счет скольжения могут образовываться области с переориентированной решеткой (рис. 4) — области сбросов, иррациональные двойники, пластины, полосы деформации, полосы accommodation (приспособления) около двойников. Выходы этих областей на поверхность кристалла имеют вид полос (рис. 5).

При пластич. деформации изменяется структура кристалла, растет плотность  $N$  дислокаций и изменяется их взаимное расположение. Величина  $N$ , определяемая подсчетом ямок травления, по электронномикроскопическим или рентгеновским данным, в широком диапазоне пропорциональна  $\epsilon^p$ . Так, в LiF  $N \approx 10^9 \epsilon^p$ , в поликристаллическом Ag  $N \approx 2 \cdot 10^{11} \epsilon^p$ . Когда  $\epsilon^p$  превышает неск. %, дислокации распределены неравномерно, образуя блочную структуру: объемы с линейными размерами порядка 0,1—1 мк, в к-рых  $N \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ , разделенные межблочными границами толщиной 10—100 Å, в к-рых  $N \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

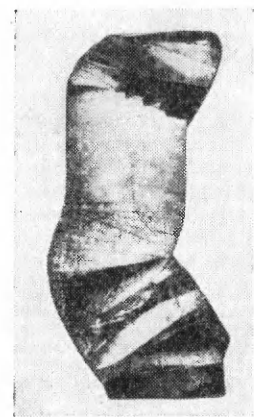


Рис. 5. Образец нафталина, в к-ром при сжатии возникли полосы сброса.

Взаимная разориентация блоков доходит до 1°. Около межблочных границ и др. достаточно прочных препятствий возникают скопления одноименных дислокаций. Внутр. напряжения, вызванные скоплениями и др. дислокационными конфигурациями, приводят к размытию дифракционных максимумов на рентгенограммах пластически деформированных кристаллов (астеризм). При пластич. деформации растут остаточное электр.

сопротивление  $\rho$  на  $\Delta\rho$  (при  $\epsilon^p \approx 1$ ,  $\Delta\rho/\rho \approx 0,1-0,3$ ) и латентная энергия (неск. % от работы, затраченной на деформацию); появляются пики внутр. трения, связанные с движением дислокаций; в сильно напряженных участках — микротрещины (см. *Прочность*).

С ростом  $\epsilon^p$  возрастает деформирующее напряжение  $\sigma_g$ , необходимое для продолжения деформации — т. н. явление *упрочнения*. У монокристаллов кривая  $\sigma_g(\epsilon^p)$  имеет обычно неск. участков (стадий), различающихся наклоном (коэф. упрочнения  $\theta = d\sigma_g/d\epsilon^p$ ). Так, у гранецентрированных кубич. кристаллов имеется 3 участка (рис. 6, а): I — легкого скольжения,  $\theta \approx 10^{-4}$ ;

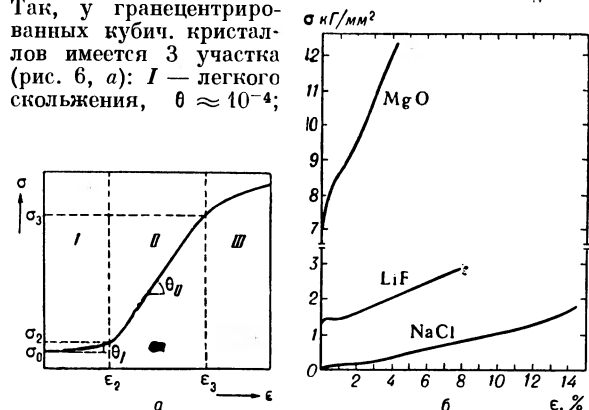


Рис. 6. а — схематич. изображение кривой напряжение—деформация для металла с гранецентрированной кубич. решеткой; б — кривые упрочнения ионных кристаллов при комнатной темп-ре.

II — быстро деформационного упрочнения,  $\theta \approx 1/300$ ; III — ускоренного течения ( $\theta$  постепенно падает). Типичные кривые  $\sigma_g(\epsilon^p)$  для деформации сжатия ионных кристаллов приведены на рис. 6, б.

Скольжение в кристаллах наблюдается вплоть до субгелиевых темп-р. Легирование, распад пересы-

щенного твердого раствора и нейтронное облучение приводят, как правило, к повышению деформирующего напряжения и к уменьшению деформации, достигнутой к моменту разрыва, т. е. к снижению П. У твердых растворов кривые  $\sigma_g(\epsilon^p)$  обнаруживают иногда «зуб», связанный с вырыванием дислокаций из атмосфер Коттрелла (см. *Коттрелла облака*) (рис. 7, а). Зуб может быть также динамич. эффектом, связанным с тем, что при неко-

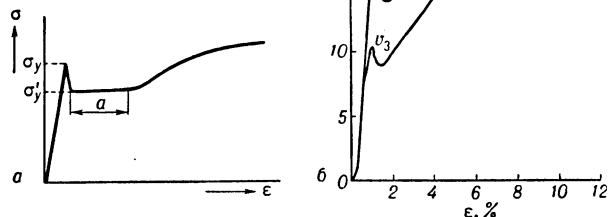


Рис. 7. а — схематич. изображение кривой течения  $\alpha$ -Fe, содержащего углерод в виде твердого раствора;  $\sigma_y$  — верхний предел текучести;  $\sigma'_y$  — нижний предел текучести; интервал  $a$  соответствует области появления полос Людерса—Чернова. б — кривые сжатия монокристаллов Ge при 500°C и разных скоростях деформирования;  $v_1 = 0,047$ ,  $v_2 = 0,012$ ;  $v_3 = 0,0029$  [мм/мин].

тором напряжении начинается быстрое размножение дислокаций и заданная испытат. машиной скорость деформирования  $\dot{\epsilon}$  обеспечивается при убывающей скорости  $v$  движения дислокаций [см. Ф-лу (1)], т. е. при падающем напряжении (рис. 7, б). У поликристаллич. материалов обычно  $\sigma_g = \sigma_0 + kd^{-1/2}$ , где  $d$  — размер зерна,  $\sigma_0$  и  $k$  — константы. При низких темп-рах кривая  $\sigma_g(\epsilon)$  часто имеет зубчатый вид (рис. 8).

Помимо следов скольжения и переориентированных областей, на поверхности деформированного кристалла наблюдаются двойники (особенно при низких темп-рах и в кристаллах с объемноцентрированной

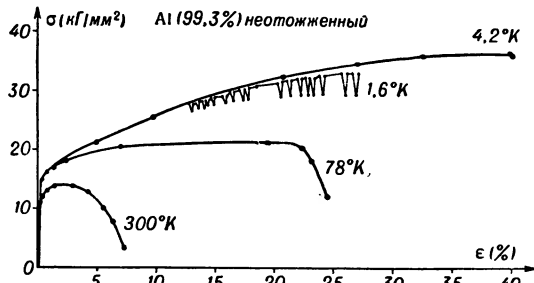


Рис. 8. Кривые нагрузка—удлинение для поликристаллич. Al.

кубич. решеткой, напр. в кальците, а также когда пластич. деформация идет под действием внутр. напряжений, возникших при полиморфном превращении с изменением объема — «фазовый наклеп»). Деформационные двойники обнаруживаются также рентгенографически и электронномикроскопически. С двойникованием часто связана зубчатая структура кривой  $\sigma_g(\epsilon)$ , подобная рис. 8.

При высоких темп-рах и малых  $\epsilon$ , помимо скольжения, существенный вклад в пластич. деформацию дает переползание дислокаций и диффузия точечных дефектов — диффузионная П. В поликристаллах

наблюдается квазивязкое скольжение по границам зерен.

Полной физ. теории П. кристаллов еще не существует, рассмотрены лишь частные задачи (вычисление предела текучести, теории упрочнения гранцентрированных кубич. кристаллов, *ползучести* и т. д.). Теоретич. оценка напряжения  $\sigma_0$ , необходимого для отнесения сдвига двух соседних атомных плоскостей в бездефектном кристалле, дает в простейшем случае  $\sigma_0 = G/2\pi$ , где  $G$  — модуль сдвига, а при учете деталей потенциального рельефа в гранцентрированных кубич. и гексагональных кристаллах с плотной упаковкой  $\sigma_0 = G/30$ . Это в  $10^2$ — $10^4$  раз превышает напряжение, при к-ром на опыте начинается пластич. сдвиг. Близкие к  $\sigma_0$  значения «прочности на сдвиг» наблюдаются только в бездислокационных кристаллах, а также в кристаллах с очень большой плотностью дефектов, в к-рых дислокации практически неподвижны (см. табл.).

Сдвиговая и разрывная прочность нек-рых материалов.

Материал	$\sigma/G$ (%)	$\sigma/E$ (%)
Бездислокационные кристаллы Si при 900° С	0,12	—
Кристаллы Si при комнатной темп-ре	2	2
Бездефектные участки кристаллов LiF	1,2	—
Кристаллы NaCl в воде (эффект Иоффе)	—	3,6
Нитевидные кристаллы Si	6	3,6
» » Fe	—	4,9
» » Cu	2,2	2,8
» » Ag	3,3	4
» » NaCl	3	2,6
Кристаллы Zn (растяжение перпендикулярно к базису)	—	0,1 ÷ 5
Кристаллы Be (сжатие перпендикулярно к базису)	0,7	—
Проволока Sn ( $\phi$ 30 мк)	—	0,25
Сталь после термомехан. обработки	1,6	1,2
Кварцевые нити	—	10—25
Плавленый кварц	—	19

При расчете пластич. свойств кристаллов с дефектами пользуются след. положениями теории дислокаций.

1) Если плотность дислокаций с вектором Бюргера  $b$  равна  $N$ , их скорость  $v$ , то скорость пластич. деформации

$$\dot{\epsilon} = Nbv, \quad (1)$$

что справедливо для дислокаций одного типа. Обобщение на произвольное распределение дислокаций дается в континуальной теории дислокаций. При постоянном  $N$  интегрирование (1) дает

$$\epsilon = Nbv\lambda, \quad (1')$$

где  $\lambda$  — длина пробега дислокаций. Скорость  $v$  определяется как напряжением  $\sigma$ , так и распределением препятствий, в частности, плотностью ступенек на дислокации.

2) Если скорость  $v$  лимитируется термически активированным пересечением нек-рых препятствий, то

$$\dot{\epsilon} = QAbv \exp \{ - [U - \gamma(\sigma - \sigma_G)] / kT \}, \quad (2)$$

где  $Q$  — объемная плотность отрезков дислокаций, задержанных у препятствий (напр., у дислокаций др. системы скольжения, образующих дислокационный «лес»),  $A$  — площадь, проходимая дислокацией после преодоления одного препятствия,  $v$  — частота порядка дебаевской или меньше,  $U$  — энергия активации пересечения препятствия,  $\gamma$  — активационный объем,  $\sigma - \sigma_G$  — локальное напряжение на препятствии,  $\sigma_G$  — дальнедействующее поле напряжений остальных дислокаций.

3) Когда скольжение дислокаций запрещено, основной вклад в (1) дает переползание. Тогда  $\epsilon =$

$= D/kT \cdot \sigma/L^2$ , где  $D$  — коэфф. самодиффузии,  $L$  — длина диффузионного пути вакансий (расстояние между разноименными дислокациями, размер блока и т. п.). Если в (2) при  $\dot{\epsilon} = \text{const}$  под  $\sigma$  понимать предел текучести, то (2) правильно описывает наблюдаемую на опыте у металлов зависимость  $\sigma_T$  от  $T$  и  $\dot{\epsilon}$ .

Пластичность (вязкость) простых аморфных веществ определяется вероятностью релаксационных перегруппировок (индивидуальных и коллективных) атомов и молекул. П. стеклообразных полимеров также связана с релаксационными перегруппировками, но не целых макромолекул, а отдельных их сегментов. Большая величина и особенность строения полимерных молекул по сравнению с молекулами простых аморфных веществ приводят к существ. своеобразию *механических свойств* полимеров, в частности, к термообратимости «квазипластической» деформации, и к специфич. проявлению зависимости времени релаксации от напряжения (явление вынужденной эластичности).

Лит.: 1) Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; 2) Класе и Неклюдова М. В., Механическое двойникование кристаллов, М., 1960; 3) Некоторые вопросы физики пластичности кристаллов, М., 1960 (Итоги науки. Физ.-мат. науки, 3); 4) Инденбом В. Л., Орлов А. Н., Физическая теория пластичности и прочности, «УФН», 1962, т. 76, вып. 3, с. 557; 5) А л ф р е й Т., Механические свойства высокополимеров, пер. с англ., М., 1952. См. также лит-ру при ст. *Механические свойства полимеров*.

А. Н. Орлов, В. Р. Регель.

**ПЛАТИНА** (Platinum) Pt — хим. элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева; благородный металл; п. н. 78, ат. в. 195,09. Состоит из 4 стабильных изотопов Pt<sup>194</sup> (32,9%), Pt<sup>195</sup> (33,8%), Pt<sup>196</sup> (25,2%), Pt<sup>198</sup> (7,19%) и 2  $\alpha$ -радиоактивных: Pt<sup>190</sup> (0,013%,  $T_{1/2} = 6,9 \cdot 10^{11}$  лет), Pt<sup>192</sup> (0,78%,  $T_{1/2} = 10^{15}$  лет). Важнейшие  $\beta$ -радиоактивные изотопы: Pt<sup>197</sup> ( $T_{1/2} = 17,4$  ч) и Pt<sup>199</sup> ( $T_{1/2} = 31$  мин). Электронная конфигурация 5d<sup>9</sup>6s<sup>1</sup>. Энергия ионизации ( $\epsilon_0$ ) Pt<sup>0</sup> → Pt<sup>+</sup> → Pt<sup>2+</sup> 9,0 и 18,56.

П. — серовато-белый блестящий металл, кристаллич. решетка кубич.гранцентрированная,  $a = 3,9231 \text{ \AA}$  (25°; если не указаны шкалы, то темп-ры в °С). Атомный радиус 1,38 Å, ионный радиус Pt<sup>2+</sup> 0,52 Å, Pt<sup>4+</sup> 0,64 Å. Плотность ( $\rho/\text{см}^3$ ) вытянутой в проволоку и отожженной П. 21,43—21,44; по рентгенографич. измерениям: 21,459 (0°), 21,447 (20°), 21,077 (600°); жидкой П. 19 (1775°). Поверхностное натяжение 1819 дин/см (2000°),  $t_{\text{пл}}^{\circ} 1769^{\circ}$ ;  $t_{\text{кип}}^{\circ} 4530^{\circ}$ . Теплоты плавления и испарения (ккал/г-атом) 5,2 и 112. В вакууме начинает заметно испаряться при 540°. Упругое насыщение пара  $p$  (мм рт. ст.) при абс.  $T$  темп-ре:  $\lg p = -28460 T^{-1} - 1,27 \lg T + 14,33$ . Атомная теплоемкость  $C_p$  6,33 кал/г-атом (20°) в диапазоне темп-р от 298° К до 1993° К.  $C_p = 5,74 + 1,34 \cdot 10^{-3} T + 0,10 \cdot 10^5 T^{-2}$ . Коэфф. термич. расширения  $8,9 \cdot 10^{-6}$  (20°). В диапазоне от 0° до 1000°  $t_t = t_0 (1 + 14,146 \cdot 10^{-6} t + 1,5848 \cdot 10^{-9} t^2 + 1,093 \cdot 10^{-12} t^3)$ . Коэффициент теплопроводности 0,167 кал/см · сек · град (0—200°). Уд. электросопротивление (мком · см) неотожженной П. 10,882 (25°) и 13,797 (100°), отожженной при 700°; 11,603 (25°) и 14,477 (100°); темп-рный коэфф. электросопротивления 0,0039 (25—100°). Работа выхода 5,30—5,55 эв. П. парамагнитна, уд. магнитная восприимчивость  $1,1 \cdot 10^{-6}$  (25°). Чистая П. — очень пластичный металл, может быть прокатана в фольгу толщиной 0,0025 мм или вытянута в проволоку диаметром 0,01 мм. Сжимаемость при давлениях  $p$  ниже 12 000 кГ/см<sup>2</sup> и 30°:  $-\Delta V/V_0 = (0,360 - 1,80 \cdot 10^{-6} p) p \cdot 10^{-6}$ . Модуль упругости 17 080 кГ/мм<sup>2</sup>, модуль сдвига 6220 кГ/мм<sup>2</sup>. Твердость по Бринеллю 50 кГ/мм<sup>2</sup>, по Моосу 4,3. Предел пропорциональности литой или отожженной платины 3,7—7,0 кГ/мм<sup>2</sup>. Предел проч-

ности 15,0—16,6  $\kappa\Gamma/\text{мм}^2$ , относит. удлинение 50%, относит. сужение 90%.

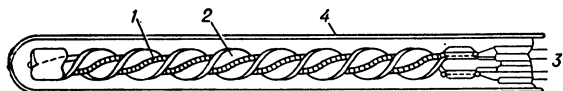
В соединениях П. 2- и 4-валентна, реже 1- и 3-валентна. Образует комплексные соединения. Устойчива к хим. воздействиям, растворяется лишь в царской водке. Платиновая чернь — высокодисперсный порошок (размер частиц 25—40  $\mu$ ) — хорошо адсорбирует газы (при комнатной темп-ре 1 объем поглощает 114 объемов  $\text{H}_2$ ). Применяется в пирометрии (термопары), при изготовлении хим. аппаратуры, в электропромышленности; в виде листочков металла, платиновой черни или губчатой платины — как катализатор.

Лит.: 1) Бойцов А. В., Бойцова Г. Ф., Авдонина Н. А., Благородные металлы, М., 1946; 2) «Известия Сектора платины и других благородных металлов» (Ин-т общей и неорг. химии им. Н. С. Курнакова); 3) Славинский И. М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952. А. М. Егоров.

**ПЛАТИНИРОВАННАЯ ПЛАТИНА** — платина, электролитически покрытая слоем высокодисперсной платиновой черни. Применяется в тех случаях, когда необходимо, чтобы истинная поверхность металла была значительно (в сотни и даже тысячи раз) больше ее видимой поверхности: при изготовлении электродов для измерения электропроводности растворов, емкости двойного электрич. слоя и т. п. В случае необходимости слой платиновой черни можно снять в кипящем растворе царской водки.

Лит.: 1) Глестон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. II; 2) Оствальд-Люттер-Друкер, Физико-химические измерения, пер. с нем., Л., 1935, гл. 1.

**ПЛАТИНОВЫЙ ТЕРМОМЕТР СОПРОТИВЛЕНИЯ** может применяться в широком интервале температур: от  $-263^\circ$  до  $+1063^\circ\text{C}$ . В зависимости от области применения, условий эксплуатации и точности измерений П. т. с. изготавливаются различных конструкций и габаритов из Pt различной чистоты, с разным материалом каркаса и оболочки. П. т. с. предназначаются как для грубых измерений, так и для точных — до неск. тысячных градуса. П. т. с. являются вторичными интерполяционными приборами *Международной практической температурной шкалы* в области от  $-182,97^\circ$  до  $+630^\circ\text{C}$ .



Чувствительный элемент платинового термометра сопротивления для точных измерений: 1 — платиновый проводок; 2 — кварцевый геликоидальный каркас; 3 — выходы; 4 — защитная трубка из плавяного кварца.

П. т. с. для точных измерений (рис.) (эталонные, образцовые, лабораторные) изготавливаются из спектрально-чистой Pt с темп-рным коэфф. сопротивления  $R_{100^\circ\text{C}}/R_{0^\circ\text{C}} \geq 1,392$ ; конструкция и технология изготовления обеспечивают отсутствие механич. напряжений в чувствит. элементе, в результате чего  $R_{0^\circ\text{C}}$  воспроизводится с точностью 0,001—0,002%. Сопротивление этих П. т. с. измеряется лабораторными низкоомными потенциометрами класса «А» (компенсационным методом) или лабораторными мостами класса 0,02.

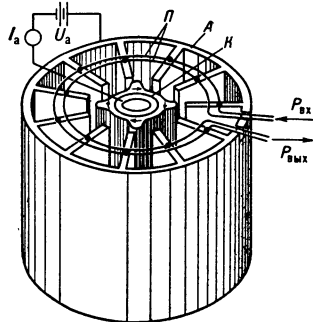
Вычисление  $t^\circ\text{C}$  по измеренному сопротивлению  $R_t$  П. т. с. для области от  $-183^\circ$  до  $+630^\circ\text{C}$  производится в соответствии с Положением о Международной практич. темп-рной шкале. В области 10— $90^\circ\text{C}$  зависимость сопротивления от темп-ры выражается в виде таблицы  $W_T^{\text{СТ}} = f(T)$ , где  $W_T^{\text{СТ}} = R_T/R_{0^\circ\text{C}}$  — результат непосредственного сравнения некоего стандартного П. т. с. с газовым термометром. Определение  $T^\circ\text{K}$  по измеренному  $R_T$  П. т. с. производится приведением  $W_T$  к  $W_T^{\text{СТ}}$  с помощью поправочной кри-

вой, полученной из данных градуировки П. т. с. в этой области темп-р. В области  $630\text{—}1063^\circ\text{C}$  зависимость  $R_t$  от  $t^\circ\text{C}$  выражается с достаточной точностью ур-нием 3-го порядка; входящая в ур-ние дополнит. константа может быть определена из градуировки в точке затвердевания золота. Точность определения темп-ры обусловлена стабильностью П. т. с., чувствительностью измерит. схемы и точностью градуировки П. т. с.

Технич. П. т. с. (ГОСТ 6651—59) весьма разнообразны по конструкции (погружаемые и поверхностные, с разными степенями защищенности от внешней среды, устойчивостью к механич. воздействиям и габаритам, инерционностью и числом платиновых вводов). По величине  $R_{0^\circ\text{C}}$  различают П. т. с. на 10; 46 и 100  $\text{ом}$ ; по пределам применения — на область 0— $650^\circ\text{C}$  и от  $-200^\circ$  до  $+500^\circ\text{C}$ ; по чистоте Pt —  $R_{100^\circ\text{C}}/R_{0^\circ\text{C}} = 1,391 \pm 0,0007$  (I класс) и  $1,391 \pm 0,001$  (II класс). Технич. П. т. с. не имеют индивидуальных градуировок. Они применяются в комплексе с *логотрами*, электронными и электромеханич. мостами, шкалы к-рых градуированы непосредственно в  $^\circ\text{C}$ .

Лит.: 1) Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; 2) Методы измерения температуры. Сб. статей, под ред. В. А. Соколова, М., 1954; 3) Температура и ее измерение. Сб. докл. на III Международ. симпозиуме по термометрии, пер. с англ., под ред. А. Арманда, М., 1960; 4) ГОСТ 6651—59. Термометры сопротивления. Д. И. Шаревская.

**ПЛАТИНОТРОН** — электронный прибор СВЧ, обладающий как особенностями многорезонаторного магнетрона (обеспечивающими большой КПД), так и специфической *лампой обратной волны* (широкополосность). В П. (см. рис.) оксидный цилиндрич. катод  $K$  эмитирует электроны. Анодный блок  $A$  содержит  $N$  резонаторов (обычно  $N$  нечетно) лопаточного типа с т. н. с в я з к а м и, к-рые представляют собой два параллельных проводящих металлич. проводника  $\Pi$ , соединяющих лопатки резонаторов через одну. Внутри одного из резонаторов связи разорваны, выведены наружу и соединены со входной и выходной коаксиальными линиями. Электронный поток в П., как и в магнетроне, является кольцевым, замкнутым.



Колебат. система П., в отличие от магнетрона, разомкнута и не обладает резонансными свойствами. Ее следует рассматривать как волноводную систему с распределенными параметрами, аналогичную замедляющей системе *ламп бегущей волны*. Вдоль замкнутой колебат. системы многорезонаторного магнетрона должно укладываться при его возбуждении целое число длин волн  $\lambda$ , что и определяет резонансный характер системы. Колебания с другими  $\lambda$  возникнуть не могут, т. е. система узкополосна. В разомкнутой колебат. системе П. могут возбуждаться колебания с различными  $\lambda$ , что делает прибор широкополосным.

Другая особенность П. — синхронизм электронного потока с пространственной гармоникой  $n = -1$  высокочастотного электромагнитного поля резонаторной системы. Аналогичная картина имеет место в лампе обратной волны и приводит к тому, что направление электронного потока противоположно направлению распространения электромагнитных волн в системе. Это позволяет осуществить перестройку частоты изменением энергии электронов.



П. может применяться как широкополосный мощный усилитель (а м п л и т р о н) и как высокостабильный по частоте мощный генератор СВЧ. Процессы усиления и генерации, связанные с механизмом образования электронных сгустков («спиц») и взаимодействием их с полем бегущей электромагнитной волны в системе резонаторов, аналогичны процессам в многорезонаторном магнетроне. Следствием этого является высокий КПД П.:  $\eta = (P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}) / I_a U_a$ , где  $P_{\text{вх}}$  — мощность, подводимая к П.,  $P_{\text{вых}}$  — выходная мощность,  $I_a$  — анодный ток,  $U_a$  — напряжение, приложенное между катодом и анодом.

Широкополосность амплитрона  $\sim 10$ — $12\%$  при усилении  $\sim 10$  дб. Работа на отрицат. гармонике приводит к слабой зависимости параметров П. от нагрузки (П. работает как усилитель при согласованной и при несогласованной нагрузке) и к слабой зависимости сдвига фазы на выходе П. от величины анодного тока. Конструктивные особенности П.: мощный катод с большой эмитирующей поверхностью и анодный блок, допускающий рассеяние больших мощностей, что позволяет применять П. как мощный усилитель, дающий на выходе в импульсном режиме мощности порядка неск. Мвт в сантиметровом диапазоне. Разработаны П., дающие в трехсантиметровом диапазоне в непрерывном режиме мощности порядка неск. квт при КПД 60%, усилении 16 дб и полосе усиливаемых частот 4%.

Если на выходе П. поместить отражатель высокочастотной мощности (напр. перестраиваемый поршень), а на входе в П. — высокооборотный резонатор, то благодаря отражению между входом и выходом П. появляется положит. обратная связь и П. начинает работать в режиме генерации. При этом частота генерации определяется собственной частотой этого резонатора, а стабильность частоты — его добротностью.

Лит.: 1) Стальмахов В. С., Основы электроники сверхвысоких частотных приборов со скрещенными полями, М., 1963; 2) Электронные сверхвысоко частотные приборы со скрещенными полями, пер. с англ., под общ. ред. М. М. Федорова, т. 1—2, М., 1961. В. М. Лопухин.

**ПЛЕНКИ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ** — слои ферромагнитных веществ толщиной от десятков до тысяч ангстрем ( $\text{\AA}$ ), имеющие ряд особенностей в магнитных свойствах по сравнению с массивными образцами из того же вещества. Этот интервал толщин специфичен потому, что при больших толщинах пленки приближаются по своим свойствам к массивным образцам, а при меньших ферромагнетизм постепенно исчезает. По толщине, а иногда и по всей площади П. ф. однодоменны. *Размагничивающий фактор* пленок в их плоскости очень мал ( $10^{-4}$ — $10^{-5}$ ), а в направлении нормали к пленке равен 1. Из-за особенностей доменной структуры и анизотропии формы частота собственного ферромагнитного резонанса у них  $\sim 10^8$  гц, т. е. выше, чем у всех металлич. ферромагнетиков и большинства ферритов в массивных образцах. Поэтому пленки сохраняют высокое значение магнитной проницаемости до более высоких частот. Вихревые токи в П. ф. отсутствуют вплоть до СВЧ. Время перемагничивания П. ф. чрезвычайно мало,  $\sim 10^{-8}$  сек даже в сравнительно слабых ( $10$  а/см и менее) полях. Многие пленки имеют в своей плоскости магнитную анизотропию, а в направлении оси легчайшего намагничивания — прямоугольную петлю гистерезиса. У магнитно-мягких пленок (сплав пермаллой и др.) вектор намагниченности в статич. условиях лежит в плоскости пленки. Их коэрцитивная сила вращения  $H_k$  — от неск. десятых а/см до десятков а/см, коэрцитивная сила смещения обычно неск. меньше. Намагниченность насыщения  $I_s$  такая же, как у массивных образцов. Начальная магнитная проницаемость имеет величину  $\sim I_s/H_k$ . Вектор намаг-

нитности магнитно-жестких пленок (сплав Mn—V) может быть перпендикулярен плоскости пленки. При этом пленка может разбиваться на огромное число (до  $10^6$  на  $1 \text{ см}^2$ ) доменов с антипараллельным направлением намагниченности. Каждый из доменов может стать носителем единичной информации при применении П. ф. как элемента запоминающего устройства в вычислит. машинах.

П. ф. получают вакуумным или катодным распылением металлов или сплавов, электролитич. осаждением, термич. разложением паров карбониллов и др. методами. Ферритные пленки могут быть получены напылением, а также окислением металлич. пленок в соответствующей атмосфере. Получены П. ф. как в поли-, так и в монокристаллич. состояниях. Свойства П. ф. зависят от их состава, способа изготовления, кристаллич. структуры и темп-ры подложки, магнитного поля, действующего во время образования пленки, и др. факторов [2,4,6].

Исследование П. ф. важно для теории твердого тела и физики ферромагнетизма. Ряд физ. явлений, напр. образование *спиновых волн*, может успешно изучаться на П. ф. При исследовании П. ф. могут применяться методы (пропускание поляризованного света через полупрозрачные пленки и др.), неприменимые для массивных образцов. Перспективно изучение влияния малых примесей на свойства пленок из сверхчистых материалов.

П. ф. имеют большое практич. значение. Они применяются как запоминающие и логические элементы вычислит. машин, для высокочастотных магнитных усилителей, параметронов, а также в технике СВЧ. По сравнению с др. магнитными элементами, применяемыми для этих целей, напр. ферритовыми сердечниками, их основные преимущества: большее быстродействие, меньшее потребление энергии и меньший объем. Вместе с др. сверхминиатюрными элементами П. ф. образуют технич. базу новой отрасли электроники — *микрорэлектроники*.

Лит.: 1) Магнитные свойства металлов и сплавов [Сб. переводов], М., 1961, гл. 7; 2) «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1961, т. 25, № 5; 1962, т. 26, № 2; 3) Магнитные элементы устройств вычислительной техники. Сб. статей, М., 1961; 4) Structure and properties of thin films. Proc. of Internat. conf., ed. C. A. Neugebauer, N. Y. — L., 1959; 5) «J. Appl. Phys.», 1958, v. 29, № 3; 1959, v. 30, № 4; Suppl. to v. 30, № 4; 1960, v. 31, № 5; Suppl. to v. 31, № 5; 1961, v. 32, № 3, Suppl. to v. 32, № 3. К. М. Поливанов, А. Л. Фрумкин.

**ПЛЕНОЧНЫЙ КАТОД** — см. *Катод термомонохромный*.

**ПЛЕОХРОИЗМ** — изменение окраски кристалла в зависимости от направления распространения проходящего через него света; то же, что *дихроизм*.

**ПЛИТКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ** — плоско-параллельные концевые меры длины в форме плиток, размер к-рых определяется расстоянием между двумя параллельными измерит. плоскостями. См. *Меры длины*.

**ПЛИТЫ ПОВЕРОЧНЫЕ** применяются для контроля плоскостности и как база при контрольных и разметочных работах в машиностроении.

Для контроля плоскостности плиту, покрыв тонким слоем жидкой краски, накладывают на изделие и судят о плоскостности по числу пятен краски в квадрате проверяемой поверхности со стороной 25 мм и до равномерности расположения пятен. Размеры П. п. и требования к ним стандартизованы (ГОСТ 10905—64). По точности изготовления П. п. разделяются на 5 классов: 01; 0; 1; 2 и 3-й. У шаброванных П. п. 01-го и 0-го классов число пятен на указанную единичную площадь должно быть не менее 30, для плит 1-го класса — не менее 25 и для 2-го класса — не менее 20. Для П. п. регламентированы также отклонения от плоскостности в линейных величинах. Угловые П. п. применяются для проверки по

методу пяти взаимно-перпендикулярных плоскостей, а также как вспомогат. приспособления при различного рода контрольных работах. *В. Я. Эйдинов.*

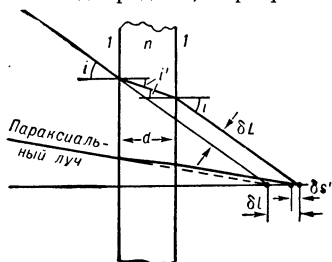
**ПЛОСКАЯ ВОЛНА** — волна, в к-рой всем точкам, лежащим в любой плоскости, перпендикулярной к направлению ее распространения, в каждый момент соответствуют одинаковые смещения и скорости частиц среды (для механ. волн) или одинаковые напряженности электрических и магнитных полей (для электромагнитных волн), т. е. все величины, характеризующие П. в., — ф-ции времени и только одной координаты, напр.  $x$ , если ось  $x$  совпадает с направлением распространения волны.

Строго говоря, ни одна реальная волна не является П. в., т. к. распространяющаяся вдоль оси  $x$  П. в. должна охватывать всю область пространства, простирающуюся по координатам  $y$  и  $z$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Однако во многих случаях можно указать такой ограниченный по  $y$  и  $z$  участок волны, на к-ром она почти совпадает с П. в. Прежде всего это возможно в свободном пространстве на достаточно больших расстояниях от источника. Количественную оценку того, насколько точно совпадает участок рассматриваемой волны с П. в., можно дать только для гармонической волны. Как следует из определения П. в., фаза гармонич. волны во всех точках плоскости, перпендикулярной направлению ее распространения, должна быть одна и та же. Это выполняется для конечного участка рассматриваемой волны при условиях, что расстояние от источника, создающего рассматриваемую волну, достаточно велико по сравнению с размерами источника и его можно рассматривать как точечный. Если разность расстояний от источника  $A$  до точек  $O$  и  $B$  (см. рис.)  $d = \sqrt{R^2 + r^2} - R \approx r^2/2R$  много меньше длины волны  $\lambda$ , то фаза волны во всех точках участка плоскости, ограниченного окружностью радиуса  $r$ , прикл. одинакова. Т. о., всякую гармонич. волну можно рассматривать как П. в. на участке, для к-рого  $r \ll \sqrt{2R\lambda}$ .

Наибольшая ошибка в фазе, к-рая допускается при этом:  $\phi = \pi r^2/R\lambda$  (т. к. при  $d = \lambda$  фазы в точках  $O$  и  $B$  отличаются на  $2\pi$ ). Поскольку эта ошибка зависит от  $\lambda$ , то для различных составляющих спектра негармонич. волны она различна. Иногда волна, распространяющаяся в ограниченной области, может приблизительно совпадать с «участком плоской волны» (напр., электромагнитная волна, распространяющаяся в пространстве между оболочкой и центральной жилой коаксиального кабеля).

*Лит.:* Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. V, § 2, гл. VII, § 3. *С. Э. Хайкин.*

**ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ПЛАСТИНКА** — слой однородной, прозрачной (или окрашенной) среды с показателем преломления  $n$ , ограниченный параллельными плоскостями на расстоянии  $d$  друг от друга. Оптич. толщина П.-п. п. равна  $nd$ , оптическая сила равна нулю, увеличение (продольное, поперечное и угловое) — единице. П.-п. п., постав-



ленная на пути гомоцентрич. пучка лучей, смещает (вдоль оси пучка) изображение, даваемое этим пучком, на расстояние  $\delta l = d(1 - \text{tg} i' / \text{tg} i)$  (см. рис.).

а в случае паракиальных пучков  $\delta l = d(1 - 1/n)$  относительно предмета. Ось параллельного пучка П.-п. п. смещает на величину  $\delta L = \delta l \sin i$ .

П.-п. п. как оптич. элемент обладает aberrациями (см. *Аберрация оптических систем*); поэтому гомоцентрич. пучок после прохождения через П.-п. п. становится негомоцентрическим. Сферическая aberrация:  $\delta s' = \frac{d}{n} \left(1 - \frac{\cos i'}{\cos i}\right)$ ; астигматизм:  $s'_s - s'_m = \frac{d}{n \cos i'} \cdot \left(1 - \frac{\cos^2 i'}{\cos^2 i}\right)$ ; ф-лы пригодны для любых углов падения  $i$  и преломления  $i'$ . Продольная хроматическая aberrация П.-п. п. равна  $s'_F - s'_C = d(n_F - n_C)/n_D^2$  (где  $n_F, n_C$  и  $n_D$  — показатели преломления для  $\lambda = 4861 \text{ \AA}, 6563 \text{ \AA}$  и  $5893 \text{ \AA}$ , соответственно); ф-ла годна в паракиальной области, где  $\sin i \sim i$ .

П.-п. п. применяются в качестве защитных стекол, окон, различных приборов и сосудов, светофильтров (окрашенные материалы), в угломерных приборах для малых угловых смещений изображения, а также — в интерферометрах — как *компенсатор оптический* и диспергирующий элемент (см. *Люммера-Герке пластинка*). При работе П.-п. п. (и эквивалентных им *отражательных призм*) совместно с оптич. системами необходимо учитывать наличие у П.-п. п. положительных aberrаций, поэтому оптич. системы должны быть соответственно недоисправлены.

*Лит.:* 1) Слюсарев В. Г., Геометрическая оптика, М. — Л., 1946, с. 107, 154—57; 2) Максудов Д. Д., Астрономическая оптика, М. — Л., 1946, § 24; 3) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 1, М. — Л., 1948, § 43—44. *А. С. Хайкин.*

**ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ** — движение твердого тела, при к-ром все его точки перемещаются параллельно нек-рой неподвижной плоскости. Изучение П.-п. д. сводится к изучению движения неизменяемой плоской фигуры в ее плоскости. Это движение складывается из поступательного вместе с нек-рым произвольно выбранным полюсом и вращательного вокруг этого полюса. Кинематич. характеристики движения: скорость  $v_c$  и ускорение  $w_c$  полюса, а также угловая скорость  $\omega$  и угловое ускорение  $\varepsilon$  вращения вокруг полюса; значения  $\omega$  и  $\varepsilon$  от выбора полюса не зависят. Любое непоступательное элементарное перемещение плоской фигуры в ее плоскости можно также осуществить одним элементарным поворотом вокруг нек-рого определенного центра, лежащего на пересечении перпендикуляров к скоростям точек фигуры и наз. мгновенным центром вращения, а все движение представить как серию таких элементарных поворотов. Дифференциальные ур-ния П.-п. д. см. в ст. *Динамика твердого тела*.

*Лит.* см. при статьях *Кинематика* и *Динамика*. *С. М. Тарг.*

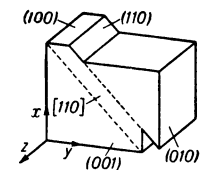
**ПЛОСКОСТЬ КОЛЕБАНИЙ** — плоскость, проходящая через направление распространения и направление колебаний электрич. вектора в линейно-поляризованной электромагнитной волне. См. *Поляризация волн, Поляризация света*.

**ПЛОСКОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ** — в старой литературе плоскость, проходящая через направление распространения и направление колебаний магнитного вектора линейно-поляризованной световой волны. В наст. время под П. п. понимают обычно *плоскость колебаний* электрич. вектора. П. п. *поляризатора* — плоскость колебаний, к-рые он пропускает.

**ПЛОСКОСТЬ СИММЕТРИИ** — плоскость, делящая фигуру на две зеркально равные части, расположенные относительно друг друга так, как предмет и его изображение в зеркале. При отражении равные части преобразуются друг в друга, а фигура в целом совмещается с собой. Симметричная фигура может иметь сколько угодно плоскостей симметрии. Куб

имеет 9, шар — бесконечное множество П. с. Прямая пересечения двух П. с. есть ось симметрии, а точка пересечения трех П. с. — центр симметрии.

**ПЛОСКОСТЬ СКОЛЬЖЕНИЯ** — плоскость, параллельно к-рой смещаются относительно друг друга слои кристалла при пластич. деформации. П. с. могут быть только важнейшие кристаллографич. грани, т. е. грани с простейшими индексами. Смещение слоев происходит по определенным направлениям скольжения, параллельным кристаллич. ребрам (рядам узлов решетки) с простейшими индексами.



Скольжение в каменной соли. Плоскость скольжения — (110), направление скольжения — [110].

**ПЛОТНЕЙШАЯ УПАКОВКА** (в кристаллографии) — такая (мыслимая бесконечной) укладка идеальных шаров одного диаметра, при к-рой наиболее экономно используется пространство, т. е. на долю пустот между соприкасающимися шарами остается минимальный объем. Такая форма расположения частиц в кристаллах возможна при малой энергии теплового движения; она характеризуется наибольшим числом частиц в ед. объема кристалла. Однородные сферич. частицы с ненаправленными связями (напр., металлическими) при уменьшении энергии теплового движения собираются в П. у., характерные для большинства металлов, а также для кристаллизованных инертных газов. Значит. часть неорганич. (ионных) кристаллов является П. у. шаровых анионов (с большими ионными радиусами), в пустотах к-рой распределяются мелкие катионы.

Математич. вывода П. у. нет, и при изучении их обычно исходят из рассмотрения симметрич. плоских и шаровых П. у. Объемные П. у. возникают при таком наложении плоских, при к-ром шары нового слоя скатываются в пустоты нижнего. При квадратной симметрии слоев (рис. 1, а), т. к. число пустот равно (при бесконечном распространении конфигурации) числу шаров, пространственную П. у. можно получить только одним способом, когда шары верхнего слоя углубляются в пустоты нижнего (рис. 2).

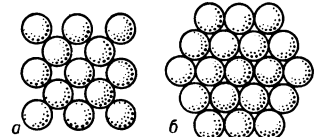


Рис. 1. а — слой из плотноупакованных шаров с квадратной симметрией. Вокруг каждого шара 4 пустоты, вокруг пустоты 4 шара; б — слой из плотноупакованных шаров с шестиугольной симметрией. Вокруг каждого шара 6 пустот, вокруг каждой пустоты 3 шара.

(рис. 1, б), поскольку в этом случае число пустот в 2 раза больше числа шаров, верхний слой может попасть своими шарами либо в треугольные пустоты, у к-рых вершина треугольника направлена вверх, либо в такие, у к-рых вершины смотрят вниз. За счет этой каждей раз возникающей альтернативы создается бесконечное число П. у. (рис. 3). Слой с тригональной симметрией более плотный, чем квадратные, но при наложении друг на друга, как квадратные; это приводит к тому, что все П. у. имеют одинаковый коэфф. заполнения пространства, равный 74,05%.



В кристаллах наиболее часты либо двухслойная, или гексагональная П. у. — Ne, Be, Mg, Cd, Ti, Os (рис. 3, а, б, в), либо трехслойная кубическая или гранецентрированная П. у. (рис. 3, г, д) — Ne, Ag, Cu, Au, Pt,  $\gamma$ -Fe, Pb. Существуют и более сложные П. у., напр. 4-слойная

топазовая (рис. 3, е), 6-слойная карборундовая (рис. 3, ж) и т. д.; причем, начиная с 6- и 7-слойных П. у., число их с увеличением  $n$  стремительно возрастает.

В ряде хим. соединений и, в частности, во многих минералах по законам П. у. уложены обычно более крупные по размерам анионы ( $O^{2-}$ ,  $Cl^{1-}$ ,  $S^{2-}$  и т. д.), а катионы располагаются между шарами в пустотах. Вокруг каждого крупного шара 14 пустот: 8 мелких и 6 крупных. Первые возникают при закрывании шаром верхнего слоя «дырки» нижнего, т. е. эти пустоты оказываются центрами тетраэдров из 4 шаров (рис. 4). Крупные пустоты образуются, когда сверху ложится тройка шаров так, что вокруг дырки создается лежащий на боку октаэдр (рис. 5). Во всех бесконечных П. у. число тетраэдрич. дырок в 2 раза больше числа шаров, а октаэдрич. дырок столько же, сколько шаров.

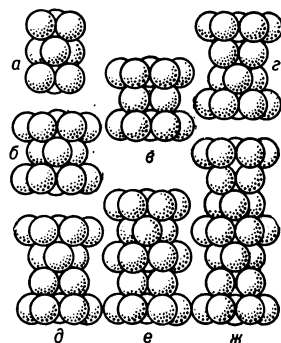


Рис. 3. Нек-рые типы пространственных плотнейших упаковок шаров: а, б, в — двухслойная, или обычная гексагональная упаковка (на рис. показан 3-й слой, повторяющий 1-й); г, д — трехслойная, или кубическая (4-й слой повторяет 1-й); е, ж — более сложные упаковки — 4-слойная (топазовая) и 6-слойная (карборундовая).

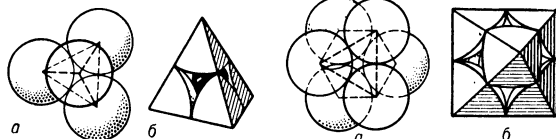


Рис. 4. Тетраэдрич. пустота (среди 4 шаров); б — то же в разрезе.

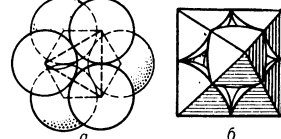


Рис. 5. Октаэдрич. пустота (среди 6 шаров); б — то же в разрезе.

При малом разнообразии П. у. и ограниченном числе анионов структурные типы определяются способами размещения катионов по пустотам. Так, напр., структура NaCl — это кубич. П. у. из анионов Cl, в которой все (крупные) октаэдрич. пустоты заселены Na, а все тетраэдрические — пустуют (рис. 6, а). В цинковой обманке ZnS в кубич. П. у. из анионов пустуют все октаэдрич. дырки, а заселены катионами Zn половина тетраэдрических (рис. 6, б). В пирротине FeS заселены (катионами Fe) все октаэдрич. дырки двухслойной упаковки из анионов S (рис. 6, в). В структурах CdJ<sub>2</sub>, CdCl<sub>2</sub> анионы создают П. у., двухслойную в CdJ<sub>2</sub> и кубическую в CdCl<sub>2</sub>. Катионы в обеих заселяют половину октаэдрич. пустот так, что между слоями 1, 2, между 3, 4, между 5, 6 есть катионы, а между 2, 3, а также 4, 5 их нет (рис. 6, г), что создает в идеальном по

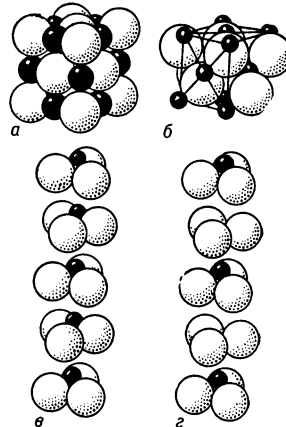


Рис. 6. Простейшие структуры с основой — плотнейшей упаковкой из анионов: а — каменная соль NaCl; б — цинковая обманка ZnS; в — пирротин FeS; г — иодистый кадмий CdJ<sub>2</sub>.

внешней форме кристалле совершенную спайность.

Те же причины определяют совершенную спайность талька, слюд и др. слоистых соединений (нет катионов в каждом 4-м слое октаэдрич. пустот).

Двойникование и срастание кристаллов происходит по плоскостям П. у. *Полиморфизм* особенно часто обусловлен сменой типов П. у. В кристаллич. структурах принцип П. у. может быть не выдержан целиком, однако по правилам П. у. построено большинство деталей структур.

Лит.: Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, [М.], 1947. Н. В. Белов.

**ПЛОТНОСТИ МАТРИЦА** — см. *Матрица плотности*.

**ПЛОТНОСТЬ** однородного вещества ( $\rho$ ) — физ. величина, определяемая отношением массы  $m$  вещества к занимаемому им объему  $V$ ;  $\rho = m/V$ . П. неоднородного вещества — предел отношения массы к объему, когда объем стягивается к точке, в к-рой определяется П.

Отношение П. двух веществ при определенных стандартных условиях наз. *относительной П.*; для жидкостей и твердых тел она обычно определяется по отношению к П. дистиллированной воды, для газов — по отношению к П. сухого воздуха или водорода.

П. и уд. вес  $\gamma$  связаны между собой соотношением  $\gamma = \rho g$ , где  $g$  — местное ускорение свободного падения,  $a$  — коэфф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерения. Значения П. ряда веществ приведены в табл. 1 [1, 2, 3], а элементов — в соответствующих статьях.

Таблица 1.

Вещество	$\rho$ в кг/м <sup>3</sup>	Вещество	$\rho$ в кг/м <sup>3</sup>
<b>Газы *</b>			
Аммиак . . . . .	0,771	Окись азота . . . . .	1,340
Ацетилен . . . . .	1,171	Сернистый газ . . . . .	2,927
Воздух (сухой) . . . . .	1,293	Углекислый газ . . . . .	1,977
Закись азота . . . . .	1,978	Хлористый водо- род . . . . .	1,639
Метан . . . . .	0,717	Этилен . . . . .	1,260
Окись углерода . . . . .	1,250		
<b>Жидкости **</b>			
Азотная кислота . . . . .	1 510	Спирт метиловый . . . . .	791,5
Бензол . . . . .	879	Спирт этиловый . . . . .	789,4
Вода . . . . .	998,2	Толуол . . . . .	866
Глицерин . . . . .	1 260	Углерод четырех- хлористый . . . . .	1594
Нитробензол . . . . .	1 203	Циклогексан . . . . .	779
Ртуть . . . . .	13 546	Эфир этиловый . . . . .	714
Серная кислота . . . . .	1 840		
Сероуглерод . . . . .	1 260		
<b>Твердые тела **</b>			
Бронза . . . . .	8700—8900	Сталь . . . . .	7600—7900
Графит . . . . .	2300—2700	Стекло . . . . .	2200—2800
Корунд . . . . .	4000	Фарфор . . . . .	2200—2500
Латунь . . . . .	8400—8700	Чугун: серый . . . . .	7000—7200
Лед (при 0° С) . . . . .	880—920	белый . . . . .	7600—7800
Парафин . . . . .	870—910	Эбонит . . . . .	1150
Слюда . . . . .	2600—3200		

\* При норм. условиях. \*\* При 20° С.

Табл. 2. — Соотношения между единицами измерения плотностей [4].

	кг/м <sup>3</sup>	кг/л (г/мл)	г/см <sup>3</sup>	г/л
1 кг/м <sup>3</sup> . . . . .	1	1,00003 · 10 <sup>-3</sup>	0,001	1,00003
1 кг/л . . . . .	999,97	1	0,99997	1000
1 г/мл . . . . .	1000	1,00003	1	1000,03
1 г/см <sup>3</sup> . . . . .	0,99997	0,001	0,99997 · 10 <sup>-3</sup>	1

При измерениях П. с погрешностью  $\geq 0,01\%$  можно принимать  $1 \text{ г/мл} \approx 1 \text{ г/см}^3$  и  $1 \text{ г/л} \approx 1 \text{ кг/м}^3$ .

П. вещества, как правило, уменьшается с ростом темп-ры и увеличивается с повышением давления (у воды П. ниже 4° С уменьшается с понижением темп-ры). При фазовых превращениях вещества П. изменяется скачком, причем при переходе из жидкого состояния в твердое П. обычно растет, но у воды и чугуна при затвердевании она аномально уменьшается.

**Измерение П. газов.** Для идеальных газов П. вычисляется по ур-нию состояния  $\rho = p\mu/RT$ , где  $p$  — давление,  $\mu$  — молекулярный вес,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — абс. темп-ра.

Зная П. сухого газа в норм. состоянии  $\rho_n$  [обычно норм. темп-ра  $t_n = 20^\circ\text{C}$  (ГОСТ 9249—59) или  $T_n = 293,15^\circ\text{K}$ , норм. давление  $p_n = 760 \text{ мм рт. ст.} = 10\,332 \text{ кгс/м}^2$ ], П. газа в рабочем состоянии ( $p, T$ ) определяют из соотношения:  $\rho = \rho_n p T_n / p_n T K$ , где  $K$  — коэфф. сжимаемости, характеризующий отклонение данного реального газа от ур-ния состояния идеальных газов. Для влажного газа  $\rho = \rho_n (p - \varphi p_v) T_n / p_n T K + \varphi \rho_v$ , где  $\varphi$  — относит. влажность газа (в долях ед.),  $p_v$  и  $\rho_v$  — табличные значения макс. возможного давления и плотности пара при  $T$  и макс. возможной П. вод. пара при определенных  $p$  и  $T$ .

П. смеси сухих газов, когда состав смеси задан по объему,  $\rho = a_1 \rho_1 + a_2 \rho_2 + \dots + a_i \rho_i$ ; когда состав задан по массе,  $\rho = 1 / (b_1 / \rho_1 + b_2 / \rho_2 + \dots + b_i / \rho_i)$ . Здесь  $a_i$  и  $b_i$  — соответственно объемная и массовая доли данного компонента в смеси (в долях ед.),  $\rho_i$  — П. компонента при  $p$  и  $T$  смеси. С. С. Кивилас.

В лабораторной практике П. газов при давлениях, близких к атмосферному, определяют след. методами.

**Метод взвешивания баллона:** определяют вес газа, заполняющего при измеренном  $p$  эвакуированный стеклянный баллон; объем баллона  $V$  определяют предварительно, заполняя его водой и взвешивая. Погрешность метода 0,1—0,01%.

**Объемный метод [16].** В колбу известного объема  $V$  впускают газ при измеренном  $p$ . Газ из колбы полностью конденсируют в ампуле, погруженной в жидкий азот. Ампулу оттаивают и взвешиванием определяют количество газа, содержавшегося ранее в колбе.

**Метод газовых весов [5]** основан на *Архимеда законе*. В стеклянном термостатированном сосуде на кварцевом коромысле уравнивают пустотелый кварцевый шарик и противовес с кварцевым указателем. Изменение П. газа изменяет положение равновесия коромысла весов. У наиболее чувствит. весов отклонение указателя на одно деление соответствует изменению П. на  $4 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3$ .

В методе истечения через отверстие [6] определение неизвестной П. газа  $\rho_2$  сводится к измерению времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$  протекания через одно и то же отверстие равных объемов двух газов, П. одного из к-рых  $\rho_1$  известна. При малом перепаде давлений  $\tau_2^2 / \tau_1^2 = v_1 / v_2 \approx \rho_2 / \rho_1$ , где  $v_1$  и  $v_2$  — средние уд. объемы газов в состояниях до и после отверстия. Погрешность метода  $\sim 0,1\%$ .

**Метод адсорбции [6]** применяется для определения П. паров. Термостатированную колбу известного объема заполняют насыщенным паром и соединяют с откачанными весами Мак-Бена, в к-рых на кварцевой спиральной пружине подвешен адсорбент. Вес пара, полностью поглощаемого адсорбентом, определяется по растяжению кварцевой спирали. Погрешность  $\sim 0,05\%$ .

Для измерения П. газов при высоких  $p$  применяют *пьезометры* постоянной и переменной емкости [7,17]. В пьезометре постоянной емкости создают при определенном  $T$  необходимое давление газа и затем определяют его массу по объему, к-рый он занимал при

атм. давления. При расчете  $\Pi$  необходимо учитывать изменение объема пьезометра вследствие упругой деформации и термич. расширения. Погрешность  $\Pi$  при 1000 ат  $\sim 0,2\%$ .

В пьезометре переменной емкости газ сжимают нагнетанием в сосуд ртути, введением поршня или др. способами. Объем газа  $V$  измеряют в течение опыта, напр. по уровню ртути, к-рый наблюдают визуально или определяют, применяя спец. электрич. схемы (рис. 1).

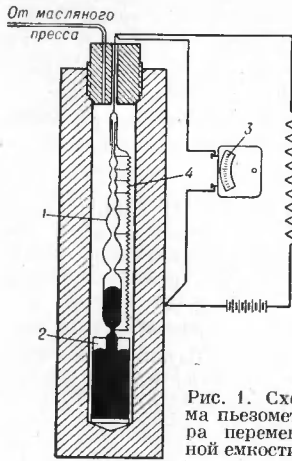


Рис. 1. Схема пьезометра переменной емкости.

Момент замыкания определяют по скачку стрелки милливольтметра. Отмечая  $p$  и  $T$ , соответствующие моментам замыкания, получают зависимость  $\Pi$  от  $p$  и  $T$ . Метод пьезометра переменной емкости применяют до  $p \sim 10\,000$  ат.

Ю. Н. Васильев.

$\Pi$  разреженных газов может быть рассчитана по производимому ими  $p$ , измеренному вакуумметрами, или определена косвенно по электрич., оптич. и др. явлениям в газах, на к-рые существ. влияние оказывает их  $\Pi$ . (см., напр., [9]). Особо следует выделить 3 метода определения  $\Pi$  сильно нагретого газа и плазмы: 1) по показателю преломления газа интерференционными либо теневыми методами [8, 18]; 2) по скорости распространения в газе звуковой или ударной волны; 3) с помощью корпускулярных пучков.

В интерференционном методе исследуемый слой нагретого газа помещается на пути одного из лучей в двухлучевом интерферометре (обычно Маха — Цендера). Смещение интерференционных полос  $\Delta s$  пропорционально толщине слоя  $l$  и разности  $\Delta n$  показателей преломления газа и среды. Если хим. состав нагретого газа и холодной среды одинаков, то  $\Delta n$  возникает только за счет различия  $\Pi$ . В этом случае  $\rho = \rho_0 [1 - \Delta s \lambda / l (n_0 - 1)]$ , где  $\lambda$  — длина световой волны,  $\rho_0$ ,  $n_0$  —  $\Pi$  и показатель преломления холодной среды. См. также *Аэродинамический эксперимент*.

В технике применяют след. методы измерения  $\Pi$  газов: поплавковый [10]; гидростатический [19]; роторный — для измерения относит.  $\Pi$  газа [19]; ультразвуковой, основанный на том, что акустич. сопротивление газа пропорционально его  $\Pi$ . (см. *Импеданс акустический*).

**Измерение  $\Pi$  жидкостей.** К основным лабораторным методам измерения  $\Pi$  жидкостей относятся: ареометрический (см. *Ареометры*), гидростатическое взвешивание, пикнометрический (см. *Пикнометры*); dilatометрический [11], сообщающихся сосудов, падающих капель, оптические (рефрактометрический, интерферометрический, поляриметрический), акустический, метод взвешенных капель и др.

Метод сообщающихся сосудов весьма прост, но недостаточно точен (до 0,5%): в одно колено U-образной трубки налита исследуемая жидкость, а в другое — несмешивающаяся с ней вспомогат.

жидкость с  $\Pi$ .  $\rho_0$ . Искомая  $\Pi$ .  $\rho = \rho_0 h_0 / h$ , где  $h$  и  $h_0$  — высоты столбов жидкостей, отсчитанные от плоскости раздела.

Для быстрых и точных ( $\sim 0,01\%$ ) измерений  $\Pi$  микролиметров жидкости служит метод падающих капель. Прибор состоит из высокого цилиндра с двумя рисками на расстоянии  $l_0$  друг от друга, теплоизолирующего кожуха, секундомера и микропипетки, дающей капли одинаковых размеров. Искомая  $\Pi$ .  $\rho_1 = (\tau_2 / \tau_1) (\rho_2 - \rho) + \rho$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — соответственно время падения капли испытуемой  $\rho_1$  и градуировочной  $\rho_2$  жидкостей через слой основной жидкости высотой  $l_0$  и  $\Pi$ .  $\rho$ .

Применяемые в технике автоматич. плотномеры по принципу действия делятся на след. основные группы [4]: поплавковые (ареометрические), весовые, основанные на непрерывном взвешивании определенного объема жидкости; гидростатические; радиоактивные; ультразвуковые; вибрационные; оптические; кондуктометрические [12].

Поплавковые плотномеры бывают с плавающим поплавком, представляющим собой ареометр постоянного веса, или с полностью погруженным поплавком, являющимся ареометром постоянного объема. Преимущество 2-й группы приборов в том, что у них сведено к минимуму влияние капиллярных свойств жидкости.

В гидростатических плотномерах  $\Pi$  определяется по разности давлений  $\Delta p$  в двух слоях жидкости, находящихся на разной глубине:  $\Delta p = \rho g h$ , где  $h$  — расстояние между слоями по вертикали. Измерение  $\Delta p$  производится либо непосредственно (мембранными датчиками давления), либо как разность давлений, необходимых для выдавливания пузырька газа (воздуха) в жидкость на глубине  $h_1$  и  $h_2$ . Если в приборе применяются 2 жидкости с  $\rho$  и  $\rho_0$ , то  $\Delta p = (\rho h - \rho_0 h_0) g$  (рис. 2).

В радиоактивных плотномерах измерение  $\Pi$  основывается либо на определении изменения интенсивности прямого пучка  $\gamma$ - или  $\beta$ -лучей после прохождения жидкости, либо на определении ослабления интенсивности прямого пучка  $\gamma$ -лучей, рассеянного жидкостью. В случае поглощения  $\gamma$ -лучей  $\rho = (1/\eta d) \ln(I_0/I)$ , где  $I_0$  — начальная интенсивность пучка лучей,  $I$  — интенсивность после прохождения лучей через слой толщиной  $d$  и  $\Pi$ .  $\rho$ ,  $\eta$  — массовый коэфф. поглощения лучей. Применяют радиоактивные плотномеры для агрессивных, очень вязких, горячих или находящихся под большим давлением жидкостей.

Устройство ультразвуковых плотномеров основано на зависимости скорости  $c$  распространения продольных звуковых волн в среде от ее  $\Pi$ :  $c = 1/\sqrt{\rho \beta}$ , где  $\beta$  — коэфф. адиабатич. сжимаемости.

Датчик вибрационного плотномера представляет собой тонкостенный стальной цилиндр, внутри к-рого расположены крест-накрест 2 катушки, образующие совместно с усилителем цепь обратной

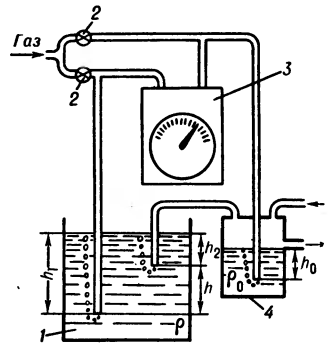


Рис. 2. Схема дифференциального двухжидкостного плотномера с продувкой газа: 1 — исследуемая жидкость; 2 — регулировочный вентиль; 3 — дифманометр; 4 — сосуд с вспомогат. жидкостью для компенсации «балластного» перепада давления.

связи и сообщающие цилиндру непрерывные колебания. Частота их зависит от П.:  $(f/f_0)^2 = 1/(1 + \rho/k)$ , где  $f_0$  и  $f$  — частоты при начальной П. и П.  $\rho$ ,  $k$  — константа, зависящая от размеров цилиндра.

**Измерение П. твердых тел** осуществляют следующими методами. 1) Метод пикнометра, в к-ром искомую П. определяют по результатам трех взвешиваний: тела в воздухе; пикнометра со вспомогат. жидкостью; пикнометра с той же жидкостью и погруженным в нее телом [4]. В зависимости от свойств тела вспомогат. жидкостью служит вода или органич. жидкость. 2) Гидростатическое взвешивание. 3) Метод ареометра. 4) Флотационный метод, основанный на том, что тело, погруженное в жидкость, П. к-рой равна П. тела, находится в состоянии безразличного равновесия. Изменяя П. жидкости (добавлением др. жидкости или изменением  $T$ ) до момента приведения тела во взвешенное состояние, измеряют затем П. этой жидкости [13]. П. твердых тел размером  $< 1$  мм (зерен) определяют по скорости  $v$  движения зерна под действием силы тяжести в жидкости с П., близкой (при данной темп-ре  $t$ ) к П. зерна:  $v = C(t_\phi - t)$ , где  $C$  — константа,  $t_\phi$  — темп-ра флотации (безразличного равновесия) зерна. Определив скорость  $v$  при различных  $t$ , находят  $t_\phi$  и искомую П. жидкости при темп-ре  $t_\phi$  [14]. Для определения П. зерен  $> 0,1$  мм применяют градиентную трубку [15], состоящую из теплоизолированной медной трубки, внутри к-рой помещена стеклянная трубка с тяжелой жидкостью. Верхний конец медной трубки поддерживают при темп-ре  $t_1$ , а нижний — при  $t_2 < t_1$ ; П. жидкости в трубке линейно возрастает от  $\rho_1$  при  $t_1$  до  $\rho_2$  при  $t_2$ . Искомую П. зерна, помещенного в жидкость, определяют по высоте уровня, на к-ром оно остановится.

5) Метод, основанный на определении массы тела взвешиванием, а объема — по объему вытесненной жидкости, в к-рую погружено тело. Метод пригоден для определения П. пористых тел. Для тел, не допускающих контакта с жидкостью, а также для порошков применяют газовой объеммер. 6) Рентгеновский метод, основанный на зависимости  $\rho$  кристаллич. тела от его молекулярного веса  $\mu$ , объема  $V$  элементарной ячейки и числа  $n$  заключенных в ней молекул:  $\rho = n\mu/NV$ , где  $N$  — число Авогадро. Объем ячейки вычисляется по ее измеренным константам (размеры ребер, осевые углы), а число молекул определяется по интенсивности интерференционных линий.

*Лит.*: 1) Справочник химика, т. 1, Л. — М., 1963; 2) Пельман В. И., Краткий справочник химика, 5 изд., М., 1956; 3) Чиркин В. С., Теплофизические свойства материалов, М., 1959; 4) Кивилис С. С., Техника измерения плотности жидкостей и твердых тел, М., 1959; 5) Бродский А. И., Химия изотопов, М., 1952, с. 50; 6) Кириллин В. А., Шейндлин А. Е., Основы экспериментальной термодинамики, М. — Л., 1950; 7) Пиклис Д. С., Техника физико-химических исследований при высоких давлениях, 2 изд., М., 1958, гл. 8; 8) Шиполовский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 9) Оптическая пирометрия плазмы. Сб. статей, [пер. с англ.], под ред. Н. Н. Соболева, М., 1960; 10) Никитин В. А., Измерение давления и приборы специального назначения в нефтегазопереработке, М., 1955, гл. 7; 11) Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 1, М., 1950, гл. 3; 12) Скорблин С. Ф., Автоматические плотномеры, М., 1955; 13) Бонштедт-Куплетская Э. М., Определение удельного веса минералов, М., 1951; 14) Кац М. Я., Изв. АН СССР. Серия геологич., 1960, № 10; 15) его же, «ПТЭ», 1962, № 1; 16) Dietrichson G. [a. o.], «J. Amer. Chem. Soc.», 1933, v. 55, № 1, p. 1; 17) Comings E. W., High pressure technology, N. Y., 1956, ch. 7; 18) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 24, V., 1956, S. 555; 19) Kretschmer F., Von der Gasdichte und wie sie gemessen wird, «Das Gas- und Wasserfach», 1956, Jg 97, H. 11, S. 461.

С. С. Кивилис.

**ПЛОТНОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ** случайной величины ( $X$ ) — такая ф-ция  $p(x) \geq 0$ ,  $\int_{-\infty}^{+\infty} p(x) dx = 1$ , что вероятность неравенства  $a < X < b$  (при любых  $a$  и  $b$ ) равна  $\int_a^b p(x) dx$ . Если П. в.  $p(x)$  непрерывна, то

при малых  $\Delta x$  вероятность неравенства  $x < X < x + \Delta x$  приближенно равна  $p(x) \Delta x$ .

В. И. Битюков.

**ПЛОЩАДЕЙ ЗАКОН** — закон движения материальной точки (или центра масс тела) под действием центральной силы. Согласно П. з.: а) траекторией точки является плоская кривая, лежащая в плоскости, проходящей через центр силы; б) площадь, описываемая радиусом-вектором точки, проведенным из центра силы, растет пропорционально времени, т. е. точка движется с постоянной секторной скоростью. П. з. имеет место при движении планет (см. Кеплера законы), искусственных спутников, космич. кораблей и т. п.

**ПЛУТОНИЕВЫЙ РЕАКТОР** — ядерный реактор, в к-ром применяется искусственное ядерное горючее — плутоний. Разработка П. р. связана гл. обр. с целесообразностью использования для нужд атомной энергетики не только естественного ядерного горючего  $U_{92}^{235}$ , содержащегося в природном уране в количестве всего 0,7%, но и основного изотопа урана, служащего сырьем для производства плутония (см. Производство ядерного топлива). До наст. времени в различных странах создано лишь несколько П. р.; все они — исследовательские. Проектируются энергетич. П. р., в основном на быстрых нейтронах, поскольку в них сжигание плутония происходит с наибольшим коэфф. воспроизводства ( $\sim 1,5-1,8$ ). Основные проблемы разработки П. р. определяются комплексом физико-химич. особенностей плутония по сравнению с ураном, сказывающихся на технологии производства и регенерации топливных элементов. Низкая темп-ра плавления металлич. плутония ( $630^\circ C$ ) приводит к необходимости использования в энергетич. реакторах тугоплавких соединений (оксиды, карбиды, нитриды), что ухудшает ядерно-физич. характеристики системы. Высокая удельная активность и токсичность плутония и его соединений вызывают необходимость применения дистанционных методов изготовления топливных элементов.

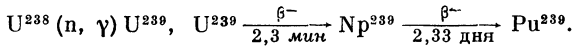
*Лит.*: 1) Лейпунский Я. А. И. Идр. I. Экспериментальные реакторы на быстрых нейтронах в Советском Союзе, в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 2, М., 1959 (Доклады советских ученых); 2) Повторное использование плутония в реакторах на тепловых нейтронах, пер. с англ., М., 1960.

О. Л. Назачковский.

**ПЛУТОНИЙ** (Plutonium) Pu — радиоактивный хим. элемент с п. н. 94, относящийся к группе актиноидов. Стабильных изотопов не имеет; известно 15 радиоактивных изотопов с массовыми числами от 232 до 246 (см. табл. изотопов в т. 5). П. впервые получен в 1940—1941 гг. [2] при облучении U дейтронами с энергией  $14 Mэв$  по реакции  $U^{238} (d, 2n) Np^{238} \xrightarrow[2,1 \text{ дня}]{\beta^-} Pu^{238}$ . Легкие изотопы П. можно получить бомбардировкой  $\alpha$ -частицами. Тяжелые изотопы образуются при облучении U нейтронами за счет их последоват. захвата. Громадное практич. значение имеет  $Pu^{239}$  с  $T_{1/2} = 24,4 \cdot 10^4$  лет, испускающий  $\alpha$ -частицы с энергиями 5147, 5134 и 5095 кэв. Этот изотоп наряду с  $U^{235}$  и  $U^{233}$  делится под действием медленных нейтронов на 2 осколка, причем освобождается громадное количество энергии и выбрасывается неск. нейтронов, к-рые поддерживают цепную реакцию деления; благодаря этому  $Pu^{239}$  может применяться как в ядерных реакторах в качестве горючего, так и в атомных бомбах как взрывчатое вещество. П. — 1-й искусств. элемент, производство к-рого началось в промышленных маш



табах.  $\text{Pu}^{239}$  получается в ядерных реакторах по реакции



Отделение П. от U, проводимое хим. методами, — относительно более простая задача, чем разделение изотопов  $\text{U}^{235}$  и  $\text{U}^{238}$ . Вследствие этого стоимость П. примерно вдвое ниже стоимости  $\text{U}^{235}$ .

$\text{Pu}^{239}$  встречается в количестве  $4 \cdot 10^{-10}$ — $12 \cdot 10^{-10}\%$  по отношению к U в урановых и ториевых рудах, где он образуется вследствие захвата ураном нейтронов, источником к-рых являются спонтанное деление U, космич. излучение, а также реакции  $(\alpha, n)$ , протекающие при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с легкими элементами, входящими в состав руд.

Электронная оболочка П. имеет строение  $5f^6 7s^2$  или  $5f^5 6d 7s^2$ . Элементарный П. — металл серебристо-белого цвета с  $t_{\text{пл}}^{\circ} = 637^{\circ}$  и  $t_{\text{кип}}^{\circ} = 3235^{\circ}$ . Теплота испарения металл. П.  $80,46$  ккал/моль. Известны 6 аллотропич. модификаций металл. П. При темп-рах меньше  $120^{\circ}$  стабильна  $\alpha$ -модификация П., имеющая ортотомбич. структуру и плотность  $19,816$  г/см<sup>3</sup>. Металлич. П. может быть получен восстановлением  $\text{PuF}_4$  барием либо  $\text{PuF}_3$  кальцием или силицидом кальция при  $1550^{\circ}$ , а также термич. разложением галогенидов П. в вакууме. Известно большое число сплавов и интерметаллич. соединений П. с Al, Be, Co, Fe, Mg, Ni, Ag. Соединение  $\text{PuBe}_{13}$  — источник нейтронов с интенсивностью  $6,7 \cdot 10^7$  нейтронов/сек.

Химия П. отличается большой сложностью в связи с тем, что П. в растворах проявляет неск. степеней окисления (III, IV, V и VI).

При выделении и очистке П. широко пользуются различиями в хим. поведении его отдельных окислит. состояний, а также тем, что П. легче, чем U и Np, восстанавливается до 4-валентного состояния и труднее окисляется до 6-валентного. Поэтому обычно при выделении П. проводят ряд окислительно-восстановит. циклов, в ходе к-рых П. соосаждается с к.-л. носителем, после чего осаждение повторяется, но П., переведенный в другое окислит. состояние, уже не захватывается осадком.

Очень часто применяются (особенно при промышленном производстве П.) экстракционные методы очистки.

П. весьма токсичен: при попадании в организм задерживается в нем, концентрируясь в костях; его  $\alpha$ -излучение, не ослабевающее со временем, вызывает тяжелые радиационные нарушения в организме, в т. ч. расстройств в работе кровяных органов. П. легко образует аэрозоли. Поэтому все работы с П. должны вестись в герметич. перчаточных боксах или камерах.

Лит.: 1) Сиборог Г. Т., Кац Дж. Д., Химия актиноидных элементов, пер. с англ., М., 1960; 2) Хайд И. К., Сиборог Г. Т., Трансурановые элементы, пер. с англ., М., 1959; 3) Вдовенко В. М., Химия урана и трансуранических элементов, М. — Л., 1960; 4) Радиохимия и химия ядерных процессов, под ред. А. Н. Мурина [и др.], М., 1960; 5) Вэгли К., Плутоний и его сплавы, пер. с англ., Л., 1958; 6) Даусон Д., Лонг Г., Химия в ядерной энергетике, пер. с англ., М., 1962; 7) Дзелепов Б. С. [и др.], Схемы распада радиоактивных ядер  $A \leq 100$ , М. — Л., 1963; 8) Кузнецов В. И. [и др.], Успехи химии, 1960, т. 29, вып. 4, с. 525. В. И. Барановский.

**ПЛЮВИОГРАФ** — прибор для непрерывной регистрации количества жидких осадков. П. состоит из осадкосборного сосуда строго определенной приемной поверхности, откуда по сливной трубке осадки стекают в мерную поплавковую камеру. Изменение уровня воды в мерной камере регистрируется на бумажной ленте (одетой на барабан, равномерно вращаемый часовым механизмом) пером, прикрепленным к поплавку. По достижении заданного макс. уровня вода из камеры автоматически сливается по сифонной трубке, поплавков и перо резко опускаются до началь-

ного уровня. По записям П. можно вычислить количество осадков и интенсивность их выпадения.

Лит.: Кедров В. Н., Стереват М. С., Метеорологические приборы, Л., 1953.

**ПНЕВМАТИЧЕСКОЕ РЕЛЕ** — устройство, в к-ром при непрерывном изменении входного сигнала  $P_{\text{вх}}$ , поступающего в виде давления сжатого воздуха, выходной сигнал  $P_{\text{вых}}$ , формирующийся на выходе также в виде давления, изменяется скачком от нуля до максимума или от максимума до нуля при достижении входным сигналом определенной для данного реле величины.

П. р. типа «с о п л о - з а с л о н к а» (рис. 1) состоит из сопла 1, к к-рому через постоянный дроссель 2 подводится давление  $P_{\text{пит}}$  из линии питания, и заслонки 3. Привод заслонки осуществляется от к.-л.

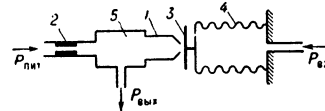


Рис. 1.

устройства, напр. от сиффона 4, внутрь которого подводится входной сигнал  $P_{\text{вх}}$ . Входным сигналом реле служит давление  $P_{\text{вых}}$ , устанавливающееся в камере 5.

Дроссель 2 представляет собой отрезок капилляра или жиклер и является постоянным по величине гидравлич. сопротивлением. Площадь т. н. проходного сечения сопла  $F = \pi dh$  ( $h$  — расстояние заслонки от торца сопла,  $d$  — диаметр сопла) — переменная величина, зависящая от  $h$ . Регулировочный ход заслонки  $h_{\text{макс}}$  при к-ром еще происходит изменение расхода воздуха, вытекающего из сопла, равен  $1/4 d$  и обычно составляет  $0,05$ — $0,125$  мм. Реле работает след. образом: если сопло открыто, то ввиду того, что диаметр отверстия сопла обычно в 2—2,5 раза больше диаметра постоянного дросселя, избыточное давление воздуха в камере 5 близко к 0; если же заслонка закрывает сопло, то расход воздуха через него прекращается, давление в камере 5 возрастает до максимума и становится равным давлению в линии питания. Т. к.  $h_{\text{макс}}$  мало, то уже при незначительном увеличении  $P_{\text{вх}}$  дно сиффона перемещается и заслонка закрывает сопло, в результате чего давление на выходе реле скачком возрастает до максимума. При уменьшении  $P_{\text{вх}}$  действие реле происходит в обратном направлении. На рис. 2 показано реле с положительной обратной связью, осу-

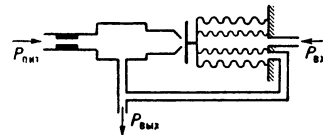


Рис. 2.

ществляемой путем подачи давления  $P_{\text{вх}}$  в полость, заключенную между двумя сиффонами. Характеристика такого П. р. имеет петлю, ширина к-рой зависит от коэфф. усиления положительной обратной связи, а точка срабатывания реле — от расстояния между соплом и заслонкой при  $P_{\text{вх}} = 0$  и от жесткости сиффонов.

Струйное П. р. (рис. 3) основано на аэродинамич. взаимодействии струй воздуха. К соплу 1 подводится сжатый воздух из линии питания. Управляющие сигналы  $P_{\text{вх}_1}$  и  $P_{\text{вх}_2}$  (давления сжатого воздуха) подводятся к соплам 2 и 3, расположенным друг против друга. Струя воздуха, вытекающая из сопла 1, в зависимости от разности давлений  $(P_{\text{вх}_1} - P_{\text{вх}_2})$  может попасть в правый 4 или левый 5 приемные каналы. Выходом реле служит давление  $P_{\text{вых}}$ , устанавливающееся в одном из этих каналов. Если струя, вытекающая из сопла 1, была направлена,

напр., в левый канал 5, то при изменении разности ( $P_{вх1} - P_{вх2}$ ) струи, вытекающие из сопел 2 и 3, взаимодействуя, отклоняет ее к правому каналу 4, в результате чего давление в нем  $P_{вых}$  изменится скачком от минимального значения до максимального (а в канале 5 от максимального до минимального). Для реализации в струйном реле обратной связи давление из канала 5 или 4 подводится соответственно к соплам 6 или 7.

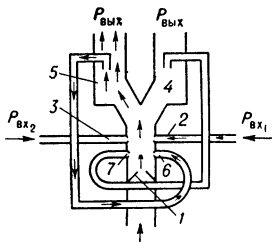


Рис. 3.

П. р. широко применяются в качестве составных элементов различных пневматич. устройств. Напр., в регуляторах П. р. является одним из узлов усилителя. Привод заслонки в этом случае осуществляется от элемента сравнения регулятора, в к-ром заданная величина сравнивается с измеряемой.

Давление, устанавливающееся в камере, заключенной между постоянным дросселем и соплом, усиливается по мощности в усилителе и поступает на выход регулятора. На базе реле, показанных на рис. 2, 3, можно построить ячейку памяти. Для этого необходимо подобрать достаточно большой коэфф. усиления положительной обратной связи. Тогда при снятии входного сигнала за счет действия обратной связи давление на выходе реле будет поддерживаться неизменным, т. е. «запомнится».

Лит.: 1) Дмитриев В. Н., Расчет статической характеристики пневматического реле, «АИТ», 1956, т. 17, № 9; 2) The fluid triode, «Machine Design», 1960, v. 32, № 6, p. 14—15. Г. Т. Березовец.

***p-n*-ПЕРЕХОД** (электронно-дырочный переход) — область монокристаллич. полупроводника, в к-рой имеет место смена типа легирующей примеси и, следовательно, типа проводимости (с электронной на дырочную). Т. к. Ферми уровень  $E_F$  во всем

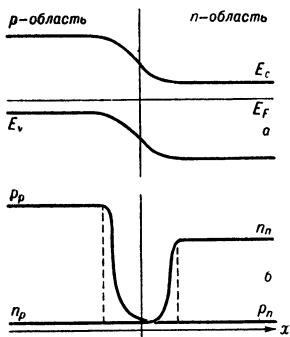


Рис. 1. а — зонная диаграмма равновесного *p-n*-перехода; б — распределение концентрации носителей в равновесном *p-n*-переходе.

концентрация акцепторных  $n_i$  — собств. концентрация.

Физ. природу барьера можно понять, рассмотрев кинетику его образования: в момент образования *p-n*-П. благодаря тому, что концентрация электронов в *n*-области  $n_n$  много больше их концентрации в *p*-области  $n_p$  ( $n_n \gg n_p$ ), а концентрации дырочек в *p*-области  $p_p$  больше их концентрации в *n*-области  $p_n$  ( $p_p \gg p_n$ ), электроны начинают диффундировать из *n*-области в *p*-область, а дырки из *p*-области в *n*-область. Когда электроны покидают *n*-область, в последней вблизи границы остается нескомпенсированный

положительный объемный заряд неподвижных ионизованных доноров. В *p*-области, из-за ухода дырочек, вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизованных акцепторов (рис. 2). Эти объемные заряды образуют двойной электр. слой у границы, поле к-рого препятствует дальнейшему диффузионному переносу носителей (запорный слой). Величина заряда двойного слоя, глубина его проникновения в *p*- и *n*-области и распределение концентраций носителей (рис. 1, б) устанавливаются так, что в равновесии результирующие потоки электронов и дырочек равны нулю.

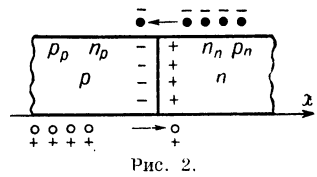


Рис. 2.

Истинное распределение концентрации носителей в *p-n*-П. хорошо аппроксимируется пунктирной кривой (рис. 1, б). С помощью Пуассона уравнения можно рассчитать ширину области объемного заряда  $W$ ; для резкого равновесного *p-n*-П.:

$$W = \sqrt{\frac{\epsilon \varphi_k N + P}{2\pi e \frac{NP}{P}}}, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость полупроводника. Для плавного *p-n*-П. с зависимостью концентрации примеси от координаты  $x$  (рис. 2) вида  $ax$ :

$$W = \sqrt[3]{\frac{3\epsilon \varphi_k}{\pi e} \frac{1}{a}}, \quad (3)$$

где  $a$  — градиент концентрации примеси. В реальных *p-n*-П., образованных в кристаллах Ge, Si, GaAs и др.,  $W$  лежит в пределах от  $10^{-5}$  до  $10^{-4}$  см.

Когда к *p-n*-П. прикладывается внешнее напряжение, высота барьера меняется и равновесие в переходе нарушается. Если внешнее напряжение  $U$  увеличивает высоту барьера (на *p*-область подан минус,  $U < 0$ ), то потоки основных носителей через барьер стремятся к нулю, а потоки неосновных носителей не изменяются, т. к. для них барьер всегда отсутствует (рис. 1). Потоки неосновных носителей определяются скоростью тепловой генерации электронно-дырочных пар, равной в ед. объема:  $p_n/\tau_p$  в *n*-области и  $n_p/\tau_n$  в *p*-области ( $\tau_p$  и  $\tau_n$  — времена жизни неосновных носителей в *n*- и *p*-областях). Эти пары диффундируют к барьеру и разделяются его полем, в результате чего через *p-n*-П. идет ток. Достиж барьера могут лишь те неосновные носители, к-рые созданы на расстоянии, равном или меньшем их диффузионной длины, от барьера ( $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина дырочек в *n*-области,  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  — электронов в *p*-области,  $D_p$  и  $D_n$  — их коэфф. диффузии), ибо остальные носители рекомбинируют, не доходя до барьера, и не дают вклада в ток. Т. о., при  $U < 0$  ток через *p-n*-П. не зависит от  $U$  (ток насыщения) и равен:

$$I_s = -eA \left( \frac{p_n}{\tau_p} L_p + \frac{n_p}{\tau_n} L_n \right), \quad (4)$$

где  $A$  — площадь *p-n*-П. Если  $p_n \gg n_p$  (или  $P \gg N$ ), т. е. переход несимметричен, а  $L_p$  и  $L_n$  — величины того же порядка, что и  $L_n$  и  $\tau_n$ , то ток насыщения обусловлен практически только потоком дырочек из *n*-области в *p*-область:

$$I_s \approx eA \frac{P}{\tau_p} L_p. \quad (5)$$

С ростом отрицат. напряжения  $U$  на *p-n*-П. электр. поле в области объемного заряда  $E = \frac{\varphi_x - U}{W}$  [где  $W$  определяется ф-лами (2) или (3), в к-рых  $\varphi_k$  следует заменить на  $(\varphi_k - U)$ ] растет. Когда  $E$  ста-

новится столь большим, что на длине свободного пробега в области объемного заряда носитель приобретает энергию, достаточную для ионизации кристаллич. решетки, наступает лавинный пробой p-n-П., и ток резко возрастает (рис. 3). Когда W мало (N велико), увеличение тока через p-n-П. может начаться при меньших U (з и н е р о в с к и й пробой) за счет туннелирования носителей сквозь барьер (см. Туннельный эффект). Пробивное напряжение U<sub>пр</sub> p-n-П. для лавинного и для зинеровского пробоев тем больше,

Рис. 3. Вольтамперная характеристика p-n-перехода.

чем больше  $W \sim \sqrt{(N+P)/NP}$ , или в случае резких переходов при  $P \gg N$ , чем меньше N. Когда  $U > 0$  (на p-область подают плюс), высота барьера уменьшается и основные носители получают возможность, преодолев его, проникнуть в области, где они являются неосновными и избыточными (и н ж е к ц и я). В этих областях они рекомбинируют на расстоянии порядка диффузионной длины от барьера, вследствие чего во внешней цепи (рис. 4) идет ток. Концентрации инжектированных носителей пропорциональны  $\exp(eU/kT)$ ; поэтому ток при  $U > 0$  равен:

$$I = I_s [\exp(eU/kT) - 1]. \quad (6)$$

Рис. 4. 1 — область объемного заряда; 2 — базы p-n-перехода; 3 и 4 — базовые контакты.

Зависимость I от U во всем интервале изменений U наз. вольтамперной характеристикой p-n-П. Ф-лы (4), (5) и (6) справедливы, когда толщины p- и n-областей велики по сравнению с L<sub>p</sub> и L<sub>n</sub>, так что все инжектированные носители рекомбинируют в толще кристалла. Если толщина одной из областей, напр. n-области, d < L<sub>p</sub>, то часть инжектированных носителей достигает базового контакта 4 (рис. 4) и рекомбинирует там (нейтральные части p- и n-областей наз. б а з а м и). Свойства базового контакта характеризуются скоростью рекомбинации S, определяющей ток неосновных носителей в сечении d:

$$I_p(d) = eS [p(d) - p_n], \quad (7)$$

где p(d) — концентрация дырок в сечении d, а p<sub>n</sub> — концентрация равновесных носителей.

При d < L выражение для I<sub>s</sub> несимметричного p-n-П. имеет вид:

$$I_s = eAP_n L_p / \tau_{эф}, \quad (8a)$$

где

$$\tau_{эф} = \frac{1 + (SL/D) \cdot (d/L)}{SL/D + d/L} \tau. \quad (8)$$

При прохождении тока через p-n-П. часть внешнего напряжения U<sub>T</sub> падает в нейтральной n-области (в несимметричном переходе падением в p-области можно пренебречь). Когда Δp мало по сравнению с концентрацией равновесных основных носителей n<sub>0</sub> = N (малый уровень инжекции), то U<sub>T</sub> = I r<sub>s</sub>, где r<sub>s</sub> — омич. сопротивление равновесной n-области. При малых уровнях инжекции U<sub>T</sub> ≪ U. Когда Δp ≫ n<sub>0</sub>, U<sub>T</sub> сравнимо с U. При этом зависимость I(U) принимает вид:

$$I = I'_s \exp(\alpha eU/kT), \quad (9)$$

где I'<sub>s</sub> ≠ I<sub>s</sub>, а  $\alpha = \frac{1}{2} \frac{b+1}{b+\text{ch}(d/L)}$  (b — отношение подвижностей электронов и дырок). Величина α характеризует долю внешнего напряжения, приложенную непосредственно к барьеру.

Когда к p-n-П., кроме постоянного, приложено переменное напряжение U, он реагирует на него как комплексное сопротивление с емкостной реактивностью (переменная составляющая тока I опережает по фазе U̇), что связано с двумя факторами: 1) ток через p-n-П. обусловлен рекомбинационными процессами, инерционность к-рых характеризуется эффективным временем τ<sub>эф</sub>, равным времени жизни τ<sub>p</sub> или τ<sub>n</sub> (когда L<sub>n</sub> или L<sub>p</sub> < d) или времени диффузии через базу d<sup>2</sup>/D<sub>p</sub> и временем рекомбинации в сечении d, определяемым величиной S (когда L<sub>p</sub> или L<sub>n</sub> > d). Это приводит к немгновенности установления переменного тока через p-n-П. и появлению фазового сдвига между током и напряжением, соответствующего емкостной реактивности. Когда U̇ ≪ kT/e (малый переменный сигнал), зависимость İ от U̇ имеет вид:

$$\tilde{I} = Y \tilde{U}, \quad (10)$$

где проводимость p-n-П. Y определяется ф-лой: Y = G<sub>0</sub> √(1 + iωτ<sub>эф</sub>) (G<sub>0</sub> = dI/dU — дифференциальная проводимость p-n-П., ω — частота переменного сигнала). Когда ωτ<sub>эф</sub> ≪ 1, Y можно представить в виде:

$$Y = G_0 + i\omega C_D, \quad (11)$$

где C<sub>D</sub> = 1/2 G<sub>0</sub> τ наз. д и ф ф у з и о н н о й е м к о с т ь ю p-n-П. (рис. 5). При ωτ<sub>эф</sub> ≳ 1 выражение (11) сохраняется, но G и C<sub>D</sub> становятся ф-циями ω; 2) T. к. область объемного заряда обеднена свободными носителями, то ее можно рассматривать как диэлектрик, емкость к-рого C<sub>з</sub> (рис. 5), наз. з а р я д н о й, равна:

$$C_z = \epsilon A 4\pi W, \quad (12)$$

Рис. 5. Эквивалентная схема p-n-перехода.

где W задается ф-лами (2) или (3) с заменой φ<sub>h</sub> на φ<sub>h</sub> - U. При U < 0 величина Y из-за малости G<sub>0</sub> мала и p-n-П. можно представить в виде последовательно соединенных C<sub>з</sub> и r<sub>s</sub>. Когда U > 0, C<sub>D</sub>, как правило, превышает C<sub>з</sub>. Если, кроме того, ωτ<sub>эф</sub> ≳ 1, то сопротивление перехода практически равно r<sub>s</sub>, к-рое постоянно при малых уровнях инжекции и обратно пропорционально I при больших.

p-n-П. получают вплавлением (в п л а в н ы е p-n-П.) или диффузией (д и ф ф у з и о н н ы е p-n-П.) в монокристаллич. полупроводник, напр. n-типа (с концентрацией доноров N) акцепторной примеси. Если в части кристалла в процессе впавления или диффузии концентрация атомов акцепторной примеси P превышает N, т. е. проводимость станет дырочной, то образуется p-n-П. При впавлении фронт акцепторной примеси очень резкий, так что смена типа примеси происходит скачком (резкий p-n-П.). При диффузии фронт получается размазанным и переход от акцепторной к донорной примеси происходит приблизительно линейно (плавный p-n-П.). p-n-П. можно также получать вытягиванием монокристалла из расплава, содержание примеси в к-ром меняется; при этом получают плавные p-n-П. p-n-П. чрезвычайно важны для многих полупроводниковых приборов. Исследование их свойств привело к созданию полупроводниковых диодов, плоскостных транзисторов (см. Полупроводниковый триод), полупроводниковых детекторов ядерных излучений и др.

Лит.: 1) Ш о н г л. В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953; 2) П и к у с Г. Е., Контактные явления, в сб.: Полупроводники в науке и технике, т. 1, М.—Л., 1957.

Ю. Ф. Соколов.

**ПОБОЧНАЯ СЕРИЯ** — спектральная серия, наблюдающаяся в спектрах атомов щелочных металлов. Различают 2 П. с.: 1-ю, или *диффузную серию*, и 2-ю, или *реакую серию*.

**ПОБОЧНОЕ ИЗБРАЖЕНИЕ** (б л и к) — см. *Расcеяние света* в оптических приборах.

**ПОВЕРКА мер и измерительных приборов** — совокупность действий для определения погрешностей средств измерения и выяснения, не превышают ли эти погрешности допускаемых нормами величин. Меры и измерит. приборы, оказавшиеся при П. годными, клеймят или пломбируют, а на более точные выдают свидетельства о П., в к-рых приводятся таблицы поправок к показаниям. П. необходима для обеспечения единообразия измерений в стране (выражения результатов измерений в единицах, воспроизводимых гос. эталонами).

Различают прямые и косвенные методы П. К прямым методам относятся: а) сличение мер с образцовой мерой, непосредственное или на *компараторе* (напр., сличение гирь на весах); б) сличение поверяемого прибора (напр., манометра) с образцовым; в) измерение величины, воспроизводимой образцовой мерой, поверяемым прибором (напр., П. микрометра по концевым мерам длины), и г) измерение образцовым прибором величины, воспроизводимой поверяемой мерой (напр., измерение емкости поверяемого конденсатора на мосте переменного тока). При П. косвенным методом действит. значение величины находят из данных прямых измерений величин, связанных с измеряемой известным физ. ур-нием (напр., П. колбы как меры вместимости взвешиванием ее пустой и наполненной водой и вычислением действит. значе-ния вместимости по массе и плотности воды).

П. набора однозначных мер или многозначной меры на различных отметках шкалы, производимая сравнением в разных сочетаниях отдельных мер или групп мер (отдельных участков шкалы), наз. к а л и б р о в к о й. Если меры или приборы не имеют приписанных им при изготовлении номинальных значений и, следовательно, нельзя говорить об определении их погрешностей, то операция нанесения отметок на шкалу или определение действит. значений наз. г р а д у и р о в к о й. Конкретные указания о методах и средствах П. (калибровки, градуировки) содержатся в инструкциях и методич. указаниях Гос. Комитета стандартов, мер и измерит. приборов СССР, издаваемых для отдельных видов средств измерений.

Лит.: 1) Маликов М. Ф., Основы метрологии, М., 1949; 2) Тиходейев П. М., Очерки об исходных (метрологических) измерениях, М. — Л., 1954; 3) Леонов В. М., К а ц м а н К. Н., Государственная служба мер и весов в СССР, М., 1951; 4) Правила 12—58 организации и проведения поверки мер и измерительных приборов и контроля за состоянием измерительной техники, соблюдением стандартов и технических условий, М., 1960. К. П. Широков.

**ПОВЕРХНОСТНАЯ АКТИВНОСТЬ** — величина  $(-\partial\sigma/\partial c)$  в адсорбционном ур-нии Гиббса

$$\Gamma = (-c/RT) (\partial\sigma/\partial c)$$

( $\Gamma$  — адсорбция,  $c$  — концентрация,  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — темп-ра), количественно характеризующая способность веществ адсорбироваться на поверхности раздела двух фаз (см. *Гиббса уравнение адсорбционного*). Для *поверхностно-активных веществ*  $(-\partial\sigma/\partial c) > 0$  и  $\Gamma > 0$ , т. е. наблюдается положит. адсорбция вещества из раствора или газовой среды на границе раздела фаз, связанная с понижением поверхностной энергии межфазного слоя. Для *поверхностно-неактивных веществ*  $(-\partial\sigma/\partial c) \leq 0$  и  $\Gamma \leq 0$ : адсорбция либо отсутствует, либо отрицательна, т. е. поверхностный слой беднее растворенным веществом, чем объем раствора. П. а. определяется по начальному линейному участку изотермы  $\sigma = f(c)$  (см. рис.) для очень малых  $c$ . П. а.

зависит от молекулярных свойств среды, из к-рой происходит адсорбция, и от природы и хим. строения поверхностно-активного вещества. Для поверхностно-активных веществ с асимметрич. строением типа «полярная группа — углеводородная цепь» П. а. в гомологич. ряду при переходе от низшего гомолога к высшему возрастает. Это увеличение, в соответствии с т. н. правилом Траубе, характеризуется постоянной величиной — коэфф. перехода  $\beta$ , одинаковым для любого ряда. Для границы раздела вода — воздух  $\beta = 3,4$ . Смысл этой закономерности заключается в том, что работа адсорбции (переноса вещества из адсорбционного слоя в объем раствора)  $W$  при возрастании П. а. в геометрической прогрессии (с удлинением цепи на одну  $\text{СН}_2$ -группу) увеличивается в арифметич. прогрессии на постоянный инкремент  $\Delta W$ , так что  $W = W_0 + n\Delta W$  (Ленгмюр), где  $n$  — целое число. Величины  $\beta$  и  $\Delta W$  связаны соотношением:  $\Delta W = RT \ln \beta$  (для 1 моля вещества), откуда для водных растворов при  $t = 20^\circ \text{C}$   $W = 2,98 \cdot 10^3 \text{ дж/моль} = 710 \text{ кал/моль}$ .



Зависимость  $\sigma = f(c)$  для водных растворов предельных жирных кислот.

Работа адсорбции молекул поверхностно-активных веществ из неполярных углеводородных сред на границе с водой связана с выталкиванием в поверхностный слой не только углеводородных цепей, как в водных растворах, но гл. обр. полярных (функциональных) групп при очень слабом влиянии на П. а. длины цепей. Это выражается в том, что, напр., для границы углеводород — вода  $\beta = 1,1$  и  $\Delta W = 50 \text{ кал/моль}$  для  $\text{СН}_2$ -групп, а для  $\text{СООН}$ -групп (у гомологов ряда жирных кислот)  $\Delta W$  при адсорбции из октана составляет  $\sim 2500 \text{ кал/моль}$ . У растворителей средней полярности величины  $\beta$  и  $\Delta W$  для границы раздела жидкость — пар имеют промежуточные значения: у формамида  $\beta = 1,8$  и  $\Delta W = 345 \text{ кал/моль}$ , у нитробензола  $\beta = 1,3$  и  $\Delta W = 105 \text{ кал/моль}$  и т. д. Величину  $\beta$ , т. о., можно рассматривать как одну из характеристик молекулярных свойств жидкостей.

Различия в молекулярном механизме адсорбции из воды (и др. полярных органич. сред) и неполярных углеводородов очень важны для суждения о П. а. веществ на поверхностях раздела твердых тел. В этом случае основную роль играют полярные группы, способные специфически взаимодействовать с поверхностными атомами решетки тела. Поэтому на границе твердое тело — жидкость значительной П. а. могут обладать и низшие гомологи поверхностно-активных веществ, причем при адсорбции из водных растворов более высокие члены данного гомологич. ряда будут, в соответствии с правилом Траубе, более поверхностно-активными. При адсорбции же из мало полярных сред П. а. разных гомологов оказывается практически одинаковой. Такая же закономерность наблюдается и при адсорбции на границе раздела жидкость — жидкость (напр., вода — углеводород), вследствие чего трактовка результатов непосредств. измерений П. а. на этой границе может быть перенесена на поверхность раздела твердое тело — раствор поверхностно-активного вещества (соответственно в воде или углеводороде). В тех случаях, когда взаимодействие поверхности твердого тела с адсорбирующим веществом имеет хемоадсорбционный характер (см. *Хемо-*

сорбция) и сопровождается образованием необратимо закрепленного поверхностного слоя, П. а. резко возрастает.

Лит.: 1) Ребиндер П. А., «Хим. наука и пром-сть», 1959, т. 4, № 5, с. 554; Таубман А. Б., там же, с. 566; 2) Таубман А. Б., Венстрем Е. К., в кн.: Труды 3-й Всесоюзной конференции по коллоидной химии, М., 1956; 3) Таубман А. Б., Еурштейн С. И., «Коллоид. ж.», 1958, т. 20, № 5, с. 539; 4) Фрумкин А. А., в кн.: Сборник работ по чистой и прикладной химии, № 2, М., 1924, с. 106—26, № 3, с. 3—21 (Хим ин-т им. Л. Я. Карпова). А. Б. Таубман.

**ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ** — термически равновесная десорбция атомов или молекул с поверхности твердых тел в виде положительных или отрицательных ионов. Наиболее известный процесс П. и. — тепловая десорбция (испарение) атомов, адсорбированных на поверхности металлов в виде положит. ионов (положительная П. и.). Если адсорбированные атомы обладают *средством к электрону*, то они могут испаряться с поверхности металлов в виде отриц. ионов (отрицательная П. и.).

Положительную П. и. легко наблюдать, если нагревать в вакууме металл (напр., вольфрам), на поверхности к-рого имеются адсорбированные атомы щелочного элемента, напр. калия. При достаточно высокой темп-ре испарение К с W будет происходить гл. обр. в виде положит. ионов.

Отношение числа ионов  $n_+$  к числу нейтральных атомов  $n_a$ , испаряющихся с одной и той же поверхности металла за один и тот же промежуток времени, напр. за 1 сек, наз. степенью П. и.  $\alpha_+$  и выражается ф-лой Ленгмюра — Саха:

$$\alpha_+ = n_+/n_a = A_+ \exp [e(\phi - V_i) kT], \quad (1)$$

где  $V_i$  — потенциал ионизации атомов, испаряющихся с поверхности,  $e\phi$  — работа выхода электрона из металла,  $T$  — абс. темп-ра поверхности,  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $A_+$  — отношение статистич. сумм для состояний положит. иона и атома при темп-ре  $T$ .

Для исследования положительной П. и. в стационарных условиях используются приборы, подобными изображенному на рис. 1. На поверхность накаливаемой нити  $A$  направляется пучок атомов или молекул из источника  $I$ . После кратко-

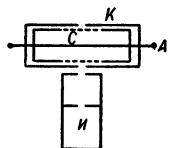


Рис. 1. Схема прибора для исследования поверхностной ионизации:  $A$  — накаливаемая нить;  $K$  — коллектор ионов;  $C$  — сетка для удержания фотоэлектронов и вторичных электронов;  $I$  — источник для получения молекулярного пучка.

временного пребывания на поверхности адсорбированные атомы испаряются. Те из них, к-рые превратились в положит. ионы, создают между нитью  $A$  и коллектором  $K$  ионный ток

$$I^+ = en_+ = e\beta_+ n_0, \quad (2)$$

где  $n_0$  — число атомов, адсорбирующихся на поверхности нити за 1 сек. Величина  $\beta_+ = n_+/n_0$  наз. коэфф. П. и.;  $\beta_+ = \alpha_+/(1 + \alpha_+)$ .

Наиболее полно исследована положительная П. и. атомов щелочных металлов Li, Na, K, Rb и Cs на поверхности W. Для определения величины  $n_0$  в прибор можно дополнительно поместить окисленную вольфрамовую нить; на поверхности такой нити  $\beta_+ \approx 1$  для атомов всех щелочных металлов.  $\beta_+$  для испытываемой нити получается как отношение ионного тока с этой нити к току с окисленной нити.

На рис. 2 приведены кривые, показывающие зависимость  $\beta_+$  от темп-ры  $T$  для П. и. атомов Cs и Li на W. Кривая для Cs имеет резко выраженный порог, за к-рым  $\beta_+$  чрезвычайно быстро растет с  $T$  до значения, близкого к 1. Это показывает, что все адсорбированные атомы Cs испаряются с W в виде положит.

ионов. При П. и. атомов Li на W  $\beta_+$  сравнительно медленно увеличивается с темп-рой и при  $T = 2800^\circ K$  равно только нескольким сотым. Темп-рные кривые для П. и. атомов Rb и K на W качественно схожи с кривой для атомов Cs; для атомов Na зависимость  $\beta_+(T)$  того же вида, что и для атомов Li.

Величина коэффициента П. и.  $\beta_+$  и его зависимость от  $T$  для разных атомов и разных металлов определяются знаком и абс. величиной разности  $(\phi - V_i)$  в ф-ле (1). Необходимо, однако, подчеркнуть, что эта ф-ла относится к П. и. на однородной поверхности, тогда как экспериментальные данные получены с поликристаллич. вольфрамовыми нитями. Известно, что работа выхода для отдельных граней кристаллов W неодинакова (4,3—5,3 эв). Для атомов Cs ( $V_i = 3,89$  э) и Rb ( $V_i = 4,18$  э)  $e(\phi - V_i) > kT$  на любой грани W; поэтому

на всей поверхности поликристаллич. W  $\beta_+ \approx 1$ . В случае атомов Li ( $V_i = 5,39$  э) и Na ( $V_i = 5,14$  э)  $e(V_i - \phi) \gg kT$  и степень П. и. на различных гранях далеко не одинакова ( $\alpha_+$  тем больше, чем больше  $\phi$ ). Для поликристаллич. поверхности в этом случае ф-лу (1) необходимо заменить более сложной, в к-рой неоднородность поверхности учитывается путем введения эффективной работы выхода  $e\phi^*$ . Величину  $\phi^*$  для данной поликристаллич. поверхности можно найти из темп-рной зависимости ионного тока. В случае П. и. атомов Na на W в темп-рном интервале 1550—2450° K было получено значение  $\phi^* = 4,8$  э, для П. и. атомов Li на W в интервале 2100—2500° K — значение  $\phi^* = 5,1$  э. Резкое падение коэффициента П. и. для атомов Cs на W при пороговой темп-ре  $T_0$  (рис. 2) объясняется понижением работы выхода поверхности из-за покрытия ее атомами Cs.

Равновесная концентрация атомов Cs на W при данной темп-ре зависит от числа атомов Cs, падающих на поверхность за единицу времени. По этой причине при увеличении плотности потока атомов Cs порог П. и. смещается в сторону более высоких темп-р ( $T_0 \sim 1/\ln n_0$ ).

Положит. ионы щелочных металлов образуются также в тех случаях, когда на накалившую поверхность W падают молекулы щелочно-галогенидных солей, напр. CsCl, NaJ и др.; при этом зависимость  $\beta_+$  от темп-ры оказывается почти такой же, как и в случае атомного пучка соответствующего щелочного металла. По-видимому, щелочно-галогенидные молекулы, адсорбированные на поверхности W, полностью диссоциируют на атомы.

П. и. на W наблюдалась также для атомов Mg, Ca, Sr, Ba, Al, In, Tl, ряда редкоземельных элементов, U, Th и др. Направив одновременно на вольфрамовую нить атомы двух различных элементов, для к-рых  $e(V_i - \phi) \gg kT$ , и измерив отношение соответствующих им ионных токов при различных температурах, можно было найти разность потенциалов ионизации изучаемых элементов. Таким методом были определены потенциалы ионизации нек-рых редкоземельных элементов, а также U ( $6,08 \pm 0,08$  э) и Th ( $6,95 \pm 0,06$  э).

Тугоплавкие металлы W, Mo, Ta и др. при температурах, близких к темп-ре плавления, испускают одноименные положит. ионы. Это явление следует рас-

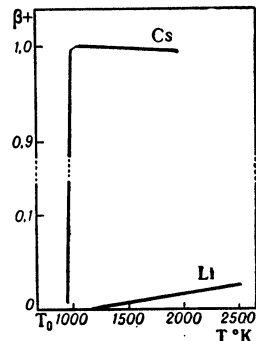


Рис. 2. Зависимость коэффициента поверхностной ионизации от темп-ры при поверхностной ионизации атомов Cs и Li на W.

смагивать как П. и. атомов металла на собственной поверхности.

Масс-спектрометрич. анализом установлено, что при П. и. нек-рых молекул могут образовываться не только атомные, но и молекулярные ионы, напр. при П. и. молекул  $ZrO_2$  обнаружены ионы  $ZrO^+$ , при П. и. молекул  $La_2O_3$  — ионы  $LaO^+$ .

Ф-ла (1) выведена в предположении, что у поверхности металла нет электрич. поля. Проглощение электрич. поля, ускоряющего положит. ионы, может влиять на П. и. двояким образом. В случае, когда  $e(\phi - V_i) > kT$  (напр., Cs, Rb на W), электрич. поле не может вызвать изменения степени П. и., но уменьшает пороговую темп-ру  $T_0$  ( $T_0 \sim 1/\sqrt{E}$ , где  $E$  — напряженность электрич. поля). На рис. 3 приведены кривые, показывающие, как смещается порог с увеличением  $E$  для П. и. атомов К на W. При  $E \approx 10^7$  в/см П. и. атомов Cs на W можно наблюдать при комнатной темп-ре. Смещение порогов П. и. при приложении электрич. поля объясняется уменьшением работы удаления положит. ионов от поверхности металла, а это вызывает уменьшение равновесной концентрации атомов, адсорбированных на поверхности, при данной темп-ре.

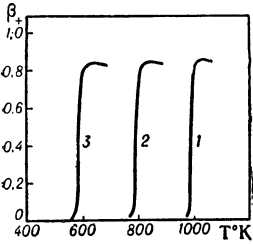


Рис. 3. Смещение темп-рного порога поверхностной ионизации при приложении электрич. поля: 1)  $E = 3.5 \cdot 10^6$  в/см; 2)  $E = 1.8 \cdot 10^6$  в/см; 3)  $E = 5.6 \cdot 10^6$  в/см.

В тех случаях, когда  $e(V_i - \phi) \gg kT$  (для Li, In на W), действие электрич. поля приводит к увеличению степени П. и. В интервале  $E$  от  $10^4$  до  $10^7$  в/см  $\alpha_+$  изменяется с  $E$  согласно ф-ле Шоттки:

$$\alpha_{+,E} = \alpha_{+,0} \exp(e\sqrt{eE}/kT), \quad (3)$$

где  $\alpha_{+,0}$  — значение  $\alpha_+$  при  $E = 0$ . Смещения температурных порогов в случае П. и. атомов Li и In не наблюдаются даже в сильных электрич. полях ( $E \approx 10^7$  в/см). Эти атомы испаряются с поверхности W почти полностью в нейтральном состоянии; поэтому электрич. поле не может оказывать влияния на их равновесную концентрацию на поверхности металла.

Отрицательная П. и. изучена значительно меньше, чем положительная П. и. Для степени отрицательной П. и. на однородной поверхности действительна ф-ла

$$\alpha_- = A_- \cdot \exp[e(S - \phi)/kT], \quad (4)$$

аналогичная ф-ле (1). В ф-ле (4)  $eS$  — энергия электронного средства,  $A_-$  — отношение статистич. сумм для отрицат. иона и атома, остальные величины те же, что и в (1). Коэффициент отрицательной П. и.  $\beta_-$  имеет тот же смысл, что и  $\beta_+$ .

При экспериментальном исследовании отрицательной П. и. необходимо отделить отрицат. ионы от электронов, испускаемых накаленной поверхностью металла, с помощью магнитного поля. В современных исследованиях отрицательной П. и. применяется масс-спектрометрич. методика.

Больше всего изучалась отрицательная П. и. атомов F, Cl, Br и J на поверхности W, причем использовались молекулярные пучки щелочно-галогидных солей или др. веществ, содержащих атомы галогенов. Отрицательные ионы возникали при испарении атомов галогенов, образовавшихся по поверхности W в результате диссоциации молекул. При отрицательной П. и. на W разность  $(S - \phi)$  всегда отрицательна и  $\beta_- \ll 1$ . Подсчет по ф-ле (4) дает для  $\beta_-$  в случае образования ионов  $Cl^-$  на W величину  $\approx 10^{-3}$ . Для

др. элементов, кроме галогенов, изучение отрицательной П. и. затрудняется малостью получаемых токов отрицат. ионов. На поверхности накаленного W удавалось получать ионы  $S^-$ ,  $Se^-$ ,  $Te^-$ ,  $Sb^-$  и др.

Измерение темп-рной зависимости токов отрицат. ионов, образующихся при П. и., было использовано для определения энергии электронного средства нек-рых элементов.

П. и. находит широкое применение для получения ионов при масс-спектрометрич. анализе изотопного состава многих элементов (см. Ионные источники). Детектор с поверхностной ионизацией — один из наиболее чувствит. приборов для измерения интенсивности атомных пучков щелочных металлов и др. веществ. В част. время изучается возможность создания ионных двигателей (см. Электрореактивные двигатели) с применением ионов, получаемых П. и. Для компенсации объемного заряда электронов в вакуумных термоэлектронных преобразователях тепловой энергии в электрическую используется П. и. атомов Cs на поверхности термоэлектронного катода.

Лит.: 1) Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М. — Л., 1950, § 24, 25; 2) Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, «УФН», 1959, т. 67, вып. 4, с. 581. В. М. Дукельский.

**ПОВЕРХНОСТНАЯ СИЛА** (в механике) — сила, приложенная к точкам поверхности тела. Сумма векторов П. с., приложенных к точкам площадки  $\Delta F$ , представляется вектором  $\Delta p$ . Предел отношения  $\Delta p/\Delta F$  при стягивании площадки в точку наз. напряжением в данной точке. Пример П. с. — атмосферное давление на поверхность тела.

**ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ** диэлектриков (поверхностная проводимость) характеризуется удельной П. э. (или обратной величиной — удельным поверхностным сопротивлением) — электропроводностью участка поверхности диэлектрика, имеющего форму квадрата со стороной 1 см, по к-рому течет ток перпендикулярно к одной из сторон. В идеальном случае, когда на поверхности диэлектрика нет адсорбированных проводящих примесей, П. э. составляет лишь весьма малую часть объемной электропроводности [1—5]. В этих условиях существенную роль поставщиков носителей тока могут играть, по-видимому, локальные поверхностные уровни [3]. Достаточно, однако, появления на поверхности диэлектрика даже весьма тонкой пленки адсорбированной примеси (напр., воды), чтобы его П. э. значительно возросла и во много раз превысила объемную. Образование адсорбированной пленки на поверхности диэлектрика зависит в первую очередь от природы диэлектрика и состояния его поверхности [4]. Гидрофильные диэлектрики (напр., ионные кристаллы, силика, стекла, кварц, многие керамич. материалы) обладают значительной П. э. Большая П. э. наблюдается и в том случае, когда твердый диэлектрик частично растворяется в воде или набухает. В противоположность этому гидрофобные диэлектрики, такие, напр., как парафин, полистирол, сера, имеют весьма малую П. э.

Диэлектрик	Удельное поверхностное сопротивление (ом) [2, 4, 5]	
	0% относит. влажности	70% относит. влажности
Парафин . . . . .	10 <sup>17</sup> —10 <sup>18</sup>	10 <sup>17</sup> —10 <sup>18</sup>
Кварц чистый . . . . .	10 <sup>16</sup> —10 <sup>17</sup>	10 <sup>14</sup> —10 <sup>15</sup>
Кварц загрязненный . . . . .	10 <sup>15</sup> —10 <sup>16</sup>	10 <sup>9</sup> —10 <sup>10</sup>
Зеркальное стекло . . . . .	10 <sup>14</sup> —10 <sup>15</sup>	10 <sup>7</sup> —10 <sup>8</sup>
Фарфор глазурованный . . . . .	10 <sup>14</sup> —10 <sup>15</sup>	10 <sup>9</sup> —10 <sup>10</sup>
Фарфор глазурованный . . . . .	10 <sup>13</sup> —10 <sup>14</sup>	10 <sup>9</sup> —10 <sup>10</sup>
Мрамор . . . . .	10 <sup>11</sup> —10 <sup>12</sup>	10 <sup>8</sup> —10 <sup>9</sup>
Бакелитовая пластмасса . . . . .	10 <sup>13</sup> —10 <sup>14</sup>	10 <sup>11</sup>



П. э. сильно зависит также от влажности атмосферы и случайных загрязнений. Они оказывают тем большее влияние, увеличивая П. э., чем более гидрофилен диэлектрик (см. табл.). Случайные загрязнения играют особенно большую роль при большой относит. влажности воздуха. Так, удельное поверхностное сопротивление стекол [2] при низкой относит. влажности воздуха составляет  $10^{13} - 10^{16} \text{ ом}$ ; это значение сохраняется до относит. влажности 30%, а затем уменьшается до величины  $\sim 10^7 - 10^{10} \text{ ом}$  при относит. влажности 1(0)%. П. э. пористых диэлектриков (напр., мрамора, асбеста, многих пластмасс) особенно значительна. При *диэлектрических измерениях* эффекты, вносимые П. э., снижают применением охранных электродных колец.

Лит.: 1) Ск а н а в и Г. И., Физика диэлектриков. (Область слабых полей), М., 1949, гл. III, § 9, стр. 315—319; 2) С т е в е л с Дж., Электрические свойства стекла, пер. с англ., М., 1961, гл. 2, § 12—13, стр. 40—43; 3) М о т т Н., Г е р н и Р., Электронные процессы в ионных кристаллах, пер. с англ., М., 1950, гл. III, § 5, с. 104; 4) М и х а й л о в М. М., Электроматериаловедение, М. — Л., 1953, гл. 3, § 27, стр. 107—10; 5) Б о г о р о д и ц к и й Н. П., Ф р и д б е р г И. Д., Высокочастотные неорганические диэлектрики, М., 1949, гл. VIII, § 32—36, с. 100—109. А. Н. Губкин.

**ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ** — избыток энергии поверхностного слоя на границе раздела фаз, обусловленный различием межмолекулярных взаимодействий в обеих фазах.

При увеличении поверхности раздела, т. е. переводе молекул из объемов фаз в пограничный слой, производится работа против некомпенсированных у границы раздела межмолекулярных сил. Работа, затрачиваемая на создание единицы площади поверхности раздела фаз в обратимом изотермич. процессе, определяет уд. свободную П. э.  $\sigma$  (*поверхностное натяжение*). Уд. полная П. э.  $u$  определяется Гиббса — Гельмгольца уравнением:  $u = \sigma - T \cdot (\partial\sigma/\partial T)$ , где  $[-T(\partial\sigma/\partial T)]$  — скрытая теплота образования единицы площади поверхности раздела в обратимом изотермич. процессе при темп-ре  $T$ . Темп-рный коэфф. поверхностного натяжения (уд. поверхностная энтропия)  $(-\partial\sigma/\partial T) = \gamma > 0$  для чистых жидкостей в равновесии с насыщенным паром, т. е.  $\sigma$  у них убывает с ростом  $T$ . У неассоциированных жидкостей  $\gamma \approx \text{const}$  вдалеке от критич. темп-ры  $T_k$ , так что теплоемкость  $c_s = \partial\gamma/\partial T = -\partial^2\sigma/\partial T^2 = 0$ , т. е. избыток теплоемкости в поверхностных слоях отсутствует, а в широком темп-рном интервале остается постоянной величиной. У ассоциированных (полярных) жидкостей  $\gamma$  и  $u$  неск. возрастают с  $T$  вследствие диссоциации. Для воды  $\sigma = 72,8 \text{ эрг/см}^2$  при  $20^\circ\text{C}$ ,  $(\partial\sigma/\partial T) = -0,16 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{град}$ , откуда  $u = 119,7 \text{ эрг/см}^2$ .

П. э. пропорциональна величине поверхности раздела фаз, а поэтому она особенно возрастает в *дисперсных системах* с повышением дисперсности и во многом определяет свойства высокодисперсных систем — *коллоидов*. Вблизи  $T_k$ , когда поверхность раздела фаз исчезает, П. э. обращается в нуль.

Лит.: Г и б б с Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М. — Л., 1950. См. также лит. при ст. *Поверхностное натяжение*.

**ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА** — вещества, способные адсорбироваться на поверхностях раздела фаз с соответствующим понижением их поверхностного натяжения. В более узком смысле П.-а. в. — большая группа органич. соединений, обнаруживающих резко выраженную способность понижать *поверхностное натяжение* воды (см. *Адсорбция*). Их высокая поверхностная активность определяется типичной структурой молекул, включающей функциональные полярные группы ( $\text{OH}^-$ ,  $\text{COOH}^-$ ,  $\text{NH}_2^-$ ,  $\text{SO}_3^-$  и др.) и длинные углеводородные цепи (напр., радикалы  $\text{R}_n\text{C}_n\text{H}_{2n+1}$ ,  $\text{RC}_6\text{H}_5$  и др.). Работа адсорбции таких молекул достаточно велика, чтобы при соответствующей малой концентрации водного раствора (тем меньше,

чем длиннее цепь) его поверхностное натяжение резко снизилось [напр., на границе водный раствор — воздух при  $t = 20^\circ\text{C}$  с  $72,8 \text{ эрг/см}^2$  до  $\sim 28 - 30 \text{ эрг/см}^2$  или на границе водный раствор — углеводород с  $\sim 50 \text{ эрг/см}^2$  (предельные углеводороды) или с  $\sim 35 \text{ эрг/см}^2$  (ароматич. углеводороды) до значений в неск.  $\text{эрг/см}^2$ , иногда до  $1 \text{ эрг/см}^2$  и ниже]. Типичное П.-а. в. — жировое мыло, представляющее собой смесь солей жирных (карбонных) кислот с длинными углеводородными цепями (лаурат, пальмитат, стеарат и олеат натрия). Характерная особенность этих П.-а. в. (общая ф-ла  $\text{RCOO}(\text{Na})$ ) заключается в том, что, относясь к классам сильных оснований, они диссоциируют в водных растворах, так что носителями поверхностной активности являются длинноцепочечные ионы  $\text{RCOO}^-$ . Наличие в молекулах ионизованных групп резко повышает (по сравнению с соответствующими кислотами) растворимость мыл, что позволяет получать их растворы высоких концентраций. В таких растворах П.-а. в. находятся не в виде отдельных молекул (ионов), а в форме больших агрегатов — мицелл, что придает этим растворам коллоидные свойства. Вследствие этого мыла обладают важными технологич. особенностями: они проявляют высокую смачивающую способность на поверхностях твердых тел, способны стабилизировать эмульсии и суспензии, что делает их эффективными моющими веществами. Существуют также синтетич. мылоподобные вещества, имеющие молекулярное строение, сходное с естеств. жировыми мылами и обладающие часто значит. преимуществами по сравнению с последними. К ним относятся ионогенные солеобразные анионоактивные и катионоактивные соединения, в водных растворах к-рых в результате диссоциации поверхностно-активными являются соответственно длинноцепочечные анионы (алкил сульфаты  $\text{RSO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$ , алкил арилсульфонаты  $\text{RC}_6\text{H}_5\text{SO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$ , алкилсульфаты  $\text{ROSO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$  и др.) или катионы (алкиламинхлориды  $\text{RNH}_2\text{H}^+\text{Cl}^-$ , четырехзамещенные аммониевые основания  $\text{R}_1\text{R}_2\text{R}_3\text{R}_4\text{N}^+\text{Cl}^-$  и др.). Группы неионогенных мыл образуют соединения, содержащие в молекулах неск. неионизированных полярных групп, что способствует им также повышенную растворимость в воде; к ним относятся, напр., алкилполигликолевые эфиры  $\text{RO}(\text{C}_2\text{H}_4\text{O})_n\text{H}$ . П.-а. в. широко применяются в качестве смачивателей (см. *Смачивание*), флотационных реагентов, пенообразователей (см. *Пены*), эмульгаторов, диспергаторов — понизителей твердости (при обработке металлов и бурении), пластифицирующих добавок, модификаторов *кристаллизации*, а также веществ, изменяющих условия образования и свойства коллоидных структур.

Лит.: 1) Ш в а р ц А., П е р р и Дж., Поверхностно-активные вещества, пер. с англ., М., 1953; 2) Ш в а р ц А., П е р р и Дж., В е р ч Дж., Поверхностноактивные вещества и моющие средства, пер. с англ., М., 1960; 3) К л е й т о н В., Эмульсии, пер. с англ., М., 1950; 4) Р е б и н д е р П. А., Поверхностно-активные вещества, М., 1961; 5) Н е в о л и н Ф. В., Синтетические моющие средства, М., 1957; 6) Физико-химия моющего действия. Сб. н.-и. работ, под ред. П. А. Ребиндера, М. — Л., 1935. А. Б. Таубман.

**ПОВЕРХНОСТНОЕ ДАВЛЕНИЕ** (плоское давление, двухмерное давление, пленное) — сила, действующая на единицу длины границы (подвижного барьера), отделяющая поверхность чистой жидкости (воды) от участка ее поверхности, на к-ром образовался адсорбционный слой нерастворимого *поверхностно-активного вещества*. П. д. направлено в сторону поверхности чистой жидкости и перпендикулярно к длине барьера. Величина П. д. определяется разностью *поверхностных натяжений* чистой жидкости и жидкости, покрытой адсорбционным слоем (см. *Мономолекулярные слои*).

**ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ** ( $\sigma$ ) измеряется работой  $A$  изотермического (при темп-ре  $T$ ) обрати-

мого образования единицы площади  $\sigma_{12}$  поверхности раздела двух находящихся в равновесии фаз:

$$\sigma_{12} = (A/\varepsilon_{12})T.$$

Размерность П. н. [работа/площадь] или [сила/длина]; единица измерения П. н. — в Гаусса системе единиц  $\text{эрг}/\text{см}^2$ , или  $\text{дин}/\text{см}$ ; в Международной системе единиц  $\text{дж}/\text{м}^2$ , или  $\text{н}/\text{м}$ . Физ. смысл «силового» определения П. н. наряду с основным, «энергетическим», состоит в том, что когда поверхность ограничена линией, каймой или периметром смачивания длины  $L$ , то П. н. можно представить как отношение силы, приложенной нормально к кайме, к длине каймы (сила действует в плоскости, касательной к поверхности раздела, и направлена в сторону уменьшения  $\sigma_{12}$ ).

П. н. при достаточно больших размерах граничащих фаз не зависит от величины образующейся поверхности и может быть определено как работа переноса в поверхностный слой из окружающего объема фаз всех молекул, образующих  $1 \text{ см}^2$  поверхностного слоя. То есть, П. н. определяет среднюю энергию перевода молекул из «объемного» состояния в «поверхностное» (двухмерное); при этом совершается работа против молекулярных сил сцепления. Эти определения становятся особенно простыми в случае чистых однокомпонентных жидкостей на границе с собственным паром при  $T \ll T_k$  — критич. темп-ры, когда плотностью пара можно пренебречь. В этом случае П. н. определяет всю уд. свободную *поверхностную энергию*  $\phi_{12}$ . В общем же случае многокомпонентных систем по основному термодинамич. ур-нию Гиббса

$$\sigma_{12} = \Phi_{12} - \sum_{k=1}^{\nu} \mu_k \Gamma_k, \text{ где } \mu_k \text{ — химические потенциалы, } \Gamma_k \text{ — адсорбции компонентов, а сумма распространяется на все число } \nu \text{ компонентов, кроме одного (см. Гиббса уравнение адсорбционное).}$$

П. н. — положит. величина во всех случаях равновесия соприкасающихся фаз; в пределе, вблизи  $T_k$  — темп-ры слияния обеих фаз (жидкости и пара или двух жидкостей)  $\sigma_{12} = 0$ . Равновесие двух объемных фаз без их самопроизвольного *диспергирования* возможно лишь при достаточно высоких значениях П. н.

П. н. характеризует различие в молекулярных взаимодействиях в обеих фазах, образующих поверхность раздела, а в случае границы жидкость/пар вдали от  $T_k$  — молекулярные силы сцепления в данной фазе, т. е. идеальную работу *когезии*  $W_c = 2\sigma_{10}$ . Поэтому наименьшими значениями П. н. обладают жидкости и твердые тела с наиболее прочными связями между их структурными элементами (молекулами, атомами): тугоплавкие металлы, тела с плотными ионными или атомными решетками или соответствующие расплавы. С понижением темп-р плавления и кипения веществ и их тепло испарения П. н. в общем случае уменьшается; наименьшие значения П. н. на границе жидкость/пар наблюдаются у предельных углеводородов и у их фторзамещенных.

П. н. на границе двух жидкостей (иногда наз. межфазным натяжением) изменяется соответственно разности полярностей (диэлектрич. проницаемостей) граничащих фаз и поэтому понижается с возрастанием их взаимной растворимости, обращаясь в нуль в случае двух неограниченно растворимых жидкостей. Таковы все низшие гомологи рядов *поверхностно-активных веществ* по отношению к воде (при обычной темп-ре спирты до *n*-пропилового, а кислоты до *n*-масляной). С дальнейшим возрастанием длины углеводородной цепи в гомологич. ряду растворимость в воде резко падает, а П. н. неск. повышается, возрастая скачком при переходе к предельным углеводородам на границе с водой.

Жидкие предельные углеводороды (парафины) независимо от длины цепи дают на границе с водой наивысшее П. н. (по сравнению со всеми другими органич. жидкостями) — ок.  $50 \text{ эрг}/\text{см}^2$  (при  $20^\circ \text{C}$ ). Даже небольшое содержание поверхностно-активных продуктов окисления углеводородов (особенно карбоновых кислот) понижает  $\sigma$  до  $30\text{—}10 \text{ эрг}/\text{см}^2$  и ниже, особенно при подщелачивании воды.

На границе металл/неметаллич. среда, например ртуть/раствор электролита, П. н. всегда уменьшается с увеличением плотности заряда на поверхности — при образовании на ней двойного электр. слоя (см. *Электростатические явления*).

Табл. 1. — Значения П. н. на поверхности раздела жидкость/пар.

Граничащие фазы	$t^\circ$	$\sigma$ в $\text{эрг}/\text{см}^2$
Платина/азот . . . . .	2000	1819
Алюминий/пар . . . . .	706	494
Ртуть/пар . . . . .	20	484
Натрий/пар . . . . .	100	206,4
Хлористое серебро/азот . . . . .	452	125,5
Хлористый натрий/азот . . . . .	803	114
Вода/пар . . . . .	20,0	$72,75 \pm 0,25$
Глицерин/пар . . . . .	20	64,0
Этиленгликоль/пар . . . . .	20	46,0
Нитробензол/пар . . . . .	20	43,4
Анилин/пар . . . . .	20	42,0
Бензол/пар . . . . .	20	28,88
Гексан/пар . . . . .	20	18,4
Двуокись углерода/пар . . . . .	20	1,16

Табл. 2. — Значения П. н. на поверхностях раздела жидкость/жидкость.

Граничащие фазы	$t^\circ$	$\sigma$ в $\text{эрг}/\text{см}^2$
Вода/ <i>n</i> -октан . . . . .	20	50,8
Вода/тетрахлорметан . . . . .	20	45,0
Вода бензол . . . . .	20	35,0
Вода/ <i>n</i> -октиловый спирт . . . . .	20	8,5
Вода/анилин . . . . .	20	5,77

П. н. можно измерять непосредственно только в условиях обратимого изменения величины поверхности раздела фаз, т. е. при удобоподвижности этой поверхности — на границах жидкость/пар или жидкость 1/жидкость 2 при не слишком высокой их вязкости.

Данные о П. н. чистых жидкостей на границе с насыщенным паром позволяют рассчитать независящие от  $T$  величины *парахора* и полной молярной поверхностной энергии  $E_m = v_m^{2/3} [\sigma - T (\partial\sigma/\partial T)]$ , где  $v_m$  — молярный объем, а  $v_m^{2/3} = s_m$  — площадь на  $N_A$  молекул ( $N_A$  — Авогадро число). Для всех неассоциированных жидкостей с достаточно симметрич. молекулами темп-рный коэфф. молярной свободной поверхностной энергии  $v_m^{2/3}\sigma$  на границе с паром (при  $T \ll T_k$ ) близок к постоянному значению:  $-d(v_m^{2/3}\sigma)/dT = \gamma_0 \approx 2,12$  (закон Этвеша — Рамзая — Шильца). Это соотношение позволяет определять молекулярные веса  $M$ , а по отклонениям  $\gamma$  от  $\gamma_0$  судить о форме молекул или их ассоциации в поверхностном слое.

Измерение П. н. водных растворов поверхностно-активных веществ служит наиболее чувствит. методом определения их концентрации в растворе. Для сильно поверхностно-активных веществ метод измерения П. н. сравним по чувствительности с радиохимич. методами.

Методы измерения П. н. подразделяются на статические (при неподвижных или медленно образующихся поверхностях раздела) и динамические (при движущихся и непрерывно обновляющихся поверхностях раздела).

Динамич. методы, основанные на измерении размеров колеблющихся струй и капель, практически не применяются из-за своей сложности; кроме того, они не применимы в присутствии поверхностно-активных веществ, т. к. время формирования адсорбционных слоев часто значительно и тогда П. н., измеренное за малые времена существования поверхности, не будет соответствовать равновесному значению  $\sigma$ .

Статич. и полустатич. методы позволяют измерять равновесные значения П. н. Наиболее точные статич. методы основаны на оценке величины капиллярного давления — разности давлений  $p_\sigma$  по обе стороны искривленной (со средним радиусом кривизны  $R$ ) поверхности раздела фаз:  $p_\sigma = 2\sigma_{12}/R$ ; или на измерении высоты поднятия жидкости в капилляре (см. *Капиллярные явления*).

Задачу измерения П. н. часто сводят к определению капиллярной постоянной:  $a^2 = 2\sigma/g(D_1 - D_2)$ ; в методе капиллярного поднятия  $a^2 = rh$ , где  $r$  — радиус капилляра,  $h$  — высота поднятия жидкости в капилляре. Расчет по этой ф-ле дает погрешность менее 0,1% при условии  $r < 0,65 a$ . Для капилляров с  $r$  до 0,46  $a$  применяют ф-лу Рэлея:  $\sigma = 1/2 \cdot (D_1 - D_2) g \times \times rh(1 + 0,3333r/h - 0,1288r^2/h^2 + 0,1312r^3/h^3)$ . Измерения  $\sigma$  до темп-ры  $T_K$  в методе капиллярного поднятия проводят в запаянном приборе с двумя сообщающимися капиллярами радиусами  $r_1$  и  $r_2$  (рис. 1). Измеряемая разность высот поднятия жидкости в капиллярах  $\Delta h = a^2(1/b_1 - 1/b_2)$ , откуда  $\sigma = 1/2(D_1 - D_2) g \Delta h / (1/b_1 - 1/b_2)$ . При  $r/a < 0,1$  радиусы кривизны менисков в капиллярах  $b_1 \approx r_1$  и  $b_2 \approx r_2$ . Для более широких капилляров значения  $b/r$  находят по табл. [1, 11]. Недостаток

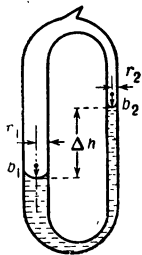


Рис. 1. Прибор для определения поверхностного натяжения методом капиллярного поднятия:  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы капилляров;  $b_1$  и  $b_2$  — радиусы менисков жидкости;  $\Delta h$  — разность уровней в капиллярах.

метода — зависимость результатов от условий смачивания: в общем случае измеряется не  $\sigma$ , а напряжение смачивания  $\beta = \sigma \cos \vartheta$ , где  $\vartheta$  — краевой угол. Поэтому метод не применим к растворам поверхностно-активных веществ и к границе двух жидкостей.

Метод максимального давления в пузырьках и каплях основывается на измерении макс. давления  $\Delta p_m$  образования пузырька или капли жидкости 2, выдавливаемых из капиллярного кончика (радиусом  $r$ ) в жидкость 1. Значение  $\Delta p_m$  достигается в момент, когда П. н. уравновешивается перепадом давления на поверхности пузырька, равным  $2\sigma_{12}/r$ , и гидростатич. давлением на глубине погружения кончика ( $h_1$ ; рис. 2). В этот момент пузырек имеет приближенно форму полусферы радиуса  $r$ .

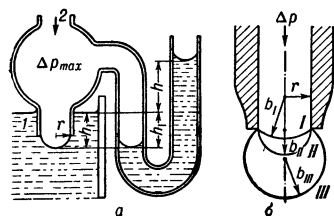


Рис. 2. К методу макс. давления: а — принципиальная схема измерит. установки; б — зависимость макс. давления от радиуса кривизны мениска (I и III —  $b > r$  и  $\Delta p < \Delta p_m$ ; II —  $b = r$  и  $\Delta p = \Delta p_m$ ).

гидростатич. поправки соотношением  $h_m = [\Delta p_m/g(D_1 - D_2)] - h_1$ . Для очень тонких капилляров можно по-прежнему принять, что  $a^2 = rh_m$ . Для более широких капилляров применяют ф-лу Шредингера  $a^2 = rh_m(1 - 2r/3h_m - r^2/6h_m)$ , дающую погрешность

менее 0,3% при  $r < 0,3a$ . Метод применим для измерений  $\sigma_{12}$  как на границе жидкость/пар, так и на границе жидкость/жидкость. Результаты измерений не зависят от условий смачивания, если кончик капилляра срезан строго под прямым углом и среда, хуже смачивающая стенку кончика, выдавливается в лучше смачивающую.

Метод отрывающейся капли основывается на ур-нии  $\sigma = Kmg/r$ , где  $m$  — масса капли, отрывающейся от вертикальной круглой трубки радиусом  $r$ ,  $K = f(v/r^3)$  — поправочная ф-ция [4],  $v$  — объем капли. В интервале значений  $4 \geq (v/r^3) \geq \geq 0,8$   $K$  мало изменяется, составляя в среднем 0,26, что позволяет по объему или весу капель определять относит. значения П. н. и вычислять абс. значения  $\sigma$ , если известно  $\sigma_0$  стандартной жидкости (обычно воды или бензола при 20°С):  $\sigma = \sigma_0 v D/v_0 D_0$ , где  $D$  и  $D_0$  — плотности исследуемой и стандартной жидкостей. Объемы  $v$  и  $v_0$  определяются по числу капель  $n$ , на к-рые распадается выпускаемый из трубки известный объем жидкости  $V$  ( $v_0 = V/n_0$ ,  $v = V/n$ ).

Для границы двух жидкостей (1 и 2), находящихся в равновесии,  $\sigma_{12} = K v (D_1 - D_2) g/r$ , или  $\sigma_{12} = \sigma_0 v (D_1 - D_2)/v_0 (D_1 - D_2)$ , где  $(D_1 - D_2)$  и  $(D_{10} - D_{20})$  — разности плотностей этих жидкостей и стандартных жидкостей с известным  $\sigma_0$  на границе их раздела (обычно вода/бензол с  $\sigma_0 = 35,1$  при 20°С). Образовывать капли должна та жидкость, к-рая в условиях избират. смачивания не смачивает кончик трубки (бензол следует выпускать в воду из загнутого вверх кончика). С помощью микространа можно управлять скоростью вытекания капель, увеличивая время их образования от 1—2 ссек до неск. минут и приближаясь, т. о., к статич. значению П. н. Точность метода может достигать 0,1%.

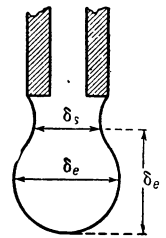


Рис. 3. К методу висячей капли:  $\delta_e$  — наибольший диаметр капли;  $\delta_s$  — диаметр на расстоянии  $\delta_e$  от полюса капли.

Методы висячей капли и особенно лежащей капли (или пузырька) применимы для исследования кинетики медленного образования поверхностных (адсорбционных) слоев и определения равновесных значений П. н. Равновесная форма капли (пузырька) определяется действием сил тяжести и П. н., к-рое вычисляется по измерениям двух размеров капли как тела вращения (рис. 3): экваториального (наибольшего) диаметра  $\delta_e$  и диаметра  $\delta_s$  на высоте  $\delta_e$  над вершиной (полюсом) для висячей капли, а для лежащей — удвоенного расстояния  $2H$  от вершины до экваториального сечения (рис. 4). Тогда  $\sigma = 1/2(D_1 - D_2) g \delta_e^3 \cdot 1/\Psi$ , где  $\Psi = \Psi_1(\delta_s/\delta_e)$  для висячей капли и  $\Psi = \Psi_2(H/\delta_e)$  для лежащей. Для лежащих капель (или пузырьков) с  $\delta_e \gg H$  П. н. вычисляется из ур-ния  $a^2 = H^2$ , т. е.  $\sigma = 1/2(D_1 - D_2) g H^2$ , т. к. в этих условиях  $1/\Psi \approx (H/\delta_e)^2$ . При меньших  $\delta_e$  имеем  $a^2 = H^2 - 0,6(6a^3/\delta_e)$ . Результаты не зависят от условий смачивания, что делает метод особенно пригодным для измерений П. н. в присутствии сильно поверхностно-активных веществ и полимеров.

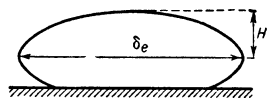


Рис. 4. К методу лежащей капли:  $\delta_e$  — макс. диаметр;  $H$  — расстояние от полюса до макс. диаметра.

Метод отрыва кольца или рамки (обычно из платиновой проволоки) от поверхности жидкости основан на измерении макс. силы отрыва  $f = \kappa \cdot 2L\sigma$ , пропорциональной П. н. и длине рамки или периметру кольца  $L$ . Время образования поверхности жидкости в этом методе мало и неопределенно.

Коэфф.  $\chi$  сложным образом зависит от краевого угла смачивания.

Метод уравнивания тонкой вертикальной пластинки, перескакающей по поверхности раздела, может считаться статическим. Однако он позволяет измерять не  $\sigma$ , а  $\sigma \cos \theta$ . Поэтому данный метод, как и метод отрыва кольца, применим только при полном смачивании пластинки или кольца.

П. н. твердых тел обычно определяется косвенно. Исходя из представлений о силах взаимодействия в твердых телах (как в ионных кристаллах и металлах, так и в стеклах), можно рассчитать энергию связи, определяющую идеальную прочность бездефектного твердого тела, а следовательно, и его П. н. Такие расчеты дают для П. н. на гранях спайности кристаллов NaCl [грань (100)]  $\sigma \approx 150 \text{ эрг/см}^2$ , для алмаза [грань (111)]  $\sigma \approx 11400 \text{ эрг/см}^2$ , причем квантовомеханич. поправки составляют не более 10% от значений П. н., рассчитанных по классич. схеме.

П. н. определяют также из термодинамич. зависимости давления насыщенного пара или растворимости малых частиц (кристалликов) от их размера [1].

Относит. значения поверхностной энергии твердых тел в данной среде могут быть оценены также по приближенно пропорциональной ей работе диспергирования (шlifования, резания, тонкого измельчения) при расчете на единицу вновь образующейся поверхности. Вследствие расхода энергии на упругое деформирование до состояния разрушения, абс. значения П. н. на три порядка ниже, чем работа диспергирования.

Прямые методы измерения П. н. твердых тел основаны на наличии у них при достаточно высокой темп-ре вязкой ползучести, т. е. способности медленно течь под действием приложенной силы. Так, П. н. металла или стекла в пластичном состоянии можно определить, растягивая грузиком  $P$  нить или тонкий металл. листок. При достаточно больших растягивающих напряжениях ( $P > P_0$ ) листок, имеющий начальную длину  $l_0$ , будет непрерывно удлиняться ( $\Delta l/l_0 > 0$ ) за счет сокращения своей ширины  $\alpha$  и толщины  $\beta$  ( $\alpha \gg \beta$ ). При малых  $P < P_0$  листок (нить) будет сокращаться ( $\Delta l/l_0 < 0$ ) под действием П. н. и в пределе может стянуться в шарик. Проводя измерения в области малых значений  $P/\alpha$ , можно достаточно надежно определять графич. интерполяцией величину  $P_0/\alpha$ , как раз уравнивающей действие  $\sigma$ .

Для упругих тел, обнаруживающих хрупкий разрыв без заметного пластич. течения, П. н. можно измерить лишь в исключит. случаях совершенной спайности, напр. при обратимом расщеплении листочка слюды или постепенном развитии трещины в стекле, с измерением работы образования новой поверхности.

Лит.: 1) Адам Н. К., Физика и химия поверхностей, пер. с англ., М., 1947; 2) Оствальд В. Лютер Р., Друкер К., Физико-химические измерения, пер. с нем., ч. 1, Л., 1935; 3) Райдил Э. К., Химия поверхностей явлений, пер. с англ., Л., 1936; 4) Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 1, М., 1950; 5) Ребиндер П. А., Поспелова К. А., вступ. ст. в кн.: Клейтон В., Эмульсии, пер. с англ., М., 1950; 6) Жигач К. Ф., Ребиндер П. А., «ЖФХ», 1939, т. 13, вып. 1, с. 9; 7) Кусаков М. М., Лубман Н. М., Косевич А. Ю., «Тр. Ин-та нефти АН СССР», 1952, т. 2, с. 53; 8) Щукин Е. Д., Ребиндер П. А., «Коллоидн. ж.», 1958, т. 20, № 5, с. 645; 9) Оно С., Кондо С., Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях, пер. с англ., М., 1963; 10) Ваккер Г., Kapillarität und Oberflächenspannung, Lpz., 1960 (Handbuch der Experimentalphysik, Bd 6), S. 315—36; 11) Washforth F., Adams J. C., An attempt to test the theories of capillary action, Camb., 1883.

П. А. Ребиндер, П. Н. Воловец.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ** на жидкости — см. Волны на поверхности жидкости.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛЕНКИ** в жидком гелии образуются на стенках сосуда выше уровня

жидкого Не вследствие межмолекулярного взаимодействия Не со стенкой. Различают насыщенные и ненасыщенные П. п., в зависимости от степени насыщения гелиевого пара в сосуде при данной темп-ре. Толщина П. п.  $d$  зависит от высоты  $h$  над уровнем жидкости и определяется из условия, чтобы увеличение потенциальной энергии при подъеме частиц в поле тяжести компенсировалось уменьшением энергии за счет межмолекулярного взаимодействия:  $d = ah^{-1/3}$ ; величина коэфф.  $a$  зависит от материала стенок (напр., для стали  $a = 2,9 \cdot 10^{-6} \text{ см}^4/\text{s}$ ). Обычно для насыщенной П. п.  $d = 50-70$  моноатомных слоев, т. е.  $\sim 10^6 \text{ см}$ . В случае ненасыщенной П. п. выигрыш в энергии за счет межмолекулярного взаимодействия компенсирует невыгодность жидкого состояния при данных темп-ре и давлении.

При темп-ре ниже  $\lambda$ -точки П. п. обладают сверхтекучестью и Не II в пленке, несмотря на ее очень малую толщину, движется со сравнит. большими скоростями (порядка десятков см/сек). Движение обычной вязкой жидкости в столь тонких пленках с такими скоростями потребовало бы огромных перепадов давления. Поэтому П. п. Не II существуют практически при любых условиях, в обычных же жидкостях пленки удается наблюдать лишь при соблюдении крайних мер предосторожности, поскольку малейшее нагревание приводит к их испарению, к-рое не может быть компенсировано за счет притока жидкости из ванны.

Течение в П. п. возникает под действием разности давлений

(рис. 1) или в результате термомеханического эффекта (рис. 2) и до достижения критич. значения скорости  $v_k$  не сопровождается трением. Величина  $v_k$  не зависит ни от разности давлений (рис. 1), ни от длины П. п. и определяется лишь ее толщиной ( $v_k \sim 1/d$ ). Объемная критич. скорость не зависит от  $d$  и для темп-р 1,5°K и ниже составляет  $7,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{сек} \cdot \text{см}$ . В случае термомеханич. эффекта наличие критич. скорости проявляется особенно резко (рис. 2). В ненасыщенных П. п. течение зависит от степени насыщения  $p/p_s$ , где  $p_s$  — давление насыщенного пара при той же темп-ре. Так, объемная критич. скорость с уменьшением  $p/p_s$  быстро уменьшается: уже при  $p/p_s = 0,9$  она в 20 раз меньше скорости в насыщенной П. п.

Лит.: 1) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959, гл. X; 2) Atkins K. R., Liquid helium, L. — N. Y., 1959, ch. 7; 3) «УФН» 1961, т. 73, вып. 3, с. 381.

А. Ф. Андреев.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ СЛОИ** — слои, образующие поверхность раздела соприкасающихся тел. П. с. обладают особыми свойствами, часто резко отличными от свойств того же вещества в объеме фазы, прежде всего избытком свободной энергии — *поверхностной энергией*. Особые свойства П. с. наиболее резко выражены в мономолекулярных слоях.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ** — совокупность явлений, связанных с особыми свойствами поверх-

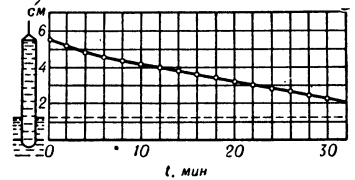


Рис. 1. Перенос He II по насыщенной пленке под действием разности давлений.

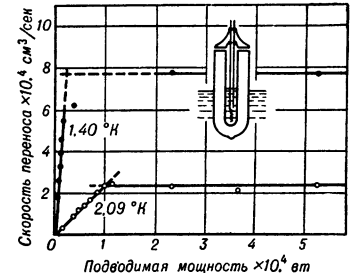


Рис. 2. Скорость переноса насыщенной пленки под действием термомеханич. давления.

ностных слоев на границах между соприкасающимися телами. П. я. вызваны наличием избытка свободной энергии в поверхностном слое — *поверхностной энергии*, повышенной активностью и ориентацией молекул поверхностного слоя, особенностями его структуры и состава. П. я. определяются также и тем, что физ. и хим. взаимодействия тел происходят прежде всего в поверхностных слоях.

Основные П. я. связаны с уменьшением поверхностной энергии, пропорциональной величине поверхности. Так, образование равновесных форм жидких капель или газовых пузырей, а также кристаллов при их росте, определяется минимумом свободной энергии при постоянном объеме. Для жидких поверхностей (у капель и пузырей) эти условия в простейшем случае соответствуют минимуму поверхности при данном объеме. Сложные формы жидких поверхностей раздела, возникающие при совместном действии молекулярных сил (поверхностного натяжения и смачивания) и внешних сил (силы тяжести), рассматриваются теорией капиллярности (см. *Капиллярные явления*), связанной с общей теорией П. я.

Особенно велико значение П. я. в высокодисперсных (коллоидных) системах. С П. я. связано образование коллоидных систем конденсацией или *диспергированием*; сливание капелек или пузырьков в эмульсиях, туманах и пенах (*коалесценция*), *коагуляция* дисперсной фазы и образование в результате пространств. структур — цепочек и сеток.

Исчезновение поверхности раздела в двухфазной системе жидкость — пар или жидкость 1 — жидкость 2 в критич. точке — также характерное П. я. (см. *Критическое состояние*).

П. я. в твердых телах имеют место прежде всего на внешней поверхности тела. Таковы: сцепление (*когезия*), прилипание (*адгезия*), *смачивание*, *трение*. Из условий минимума свободной поверхностной энергии кристалла, на различных гранях *к-рога* (совместимых с данным типом кристаллич. решетки) поверхностные натяжения различны, выводятся математически все возможные формы кристаллич. многогранников, изучаемые в геометрич. кристаллографии.

П. я. имеют место и на внутр. поверхностях, развивающихся на основе дефектов кристаллич. решетки в процессах деформирования и разрушения твердых тел. Всякое разрушение твердого тела, связанное с преодолением его прочности, по существу представляет собой П. я., так как выражается в образовании новой поверхности разрыва. Именно таково диспергирование твердых тел и жидкостей.

Образование и развитие зародышей новой фазы в первоначально однородной среде, находящейся в *метастабильном состоянии*, также определяется П. я. (с этим связано повышение растворимости малых капелек и кристалликов и повышение над ними давления насыщенного пара; см. *Кельвина уравнение*).

Значит. группу П. я. составляют а д с о р б ц и о н н ы е я в л е н и я, при к-рых изменяется хим. состав поверхностного слоя (см. *Адсорбция*). К этой группе примыкают и различные случаи активированной и хим. адсорбции (*хемосорбции*), переходящей в поверхностные хим. реакции с образованием хим. соединения в виде слоя. Сюда относятся и различные топохимич. процессы (напр., возникновение металлич. зеркал на поверхностях при восстановлении металла из раствора его соли, образование накипи на поверхностях нагрева в котлах и др.). Образование адсорбционных слоев-покрытий, в пределах — мономолекулярных слоев ориентированных молекул, служит эффективным методом изменения молекулярно-поверхностных свойств тела и характера его взаимодействий с окружающей средой и соприкасающимися телами. Адсорбционные слои могут резко повышать

устойчивость эмульсий, пен и суспензий, что связано в пределах со своеобразными структурно-механич. свойствами этих слоев (высокая вязкость, упругость и прочность). Кинетика адсорбции связана не только с диффузией вещества из объема, но и с распротражением образующегося адсорбционного слоя по поверхности — с двухмерной миграцией молекул (поверхностной диффузией).

Особенности теплового движения в поверхностных слоях жидкостей приводят к молекулярному рассеянию света поверхностями. К др. группе П. я. относятся: *термоэлектронная эмиссия*, возникновение скачков потенциала и образование двойных слоев ионов на поверхностях раздела фаз. Эти П. я. в значит. степени связаны с адсорбцией ионов и дипольных молекул (см. *Электродные процессы*, *Электрокинетические явления*, *Электрокапиллярные явления*).

П. я. влияют на термодинамич. равновесие фаз только в случае весьма развитой поверхности их раздела в коллоидных системах. Скорости же процессов теплообмена и массообмена (перехода вещества из одной фазы в другую) — растворение, испарение, конденсация, кристаллизация, гетерогенные хим. процессы (напр., *коррозия*, гетерогенный *катализ*) — определяются величиной и свойствами поверхности раздела и поэтому резко зависят от молекулярной природы и строения этой поверхности. Адсорбционные слои могут вызывать существ. замедление процессов межфазового обмена. Так, монослой неких поверхностно-активных веществ, напр. цетилового спирта, на поверхности воды значительно замедляют ее испарение. Таково же замедление (практич. прекращение) коррозии под действием адсорбционных слоев веществ, наз. ингибиторами, или пассивирующих (защитных) пленок окислов и др. хим. соединений на поверхности металла.

П. я. имеют большое значение в физ.-хим. гидродинамике, определяя особенности граничных условий при движении поверхностей раздела (движение капелек, пузырей и жидких струй, распадающихся на капли; капиллярные волны на поверхности жидкости). Адсорбционные слои вызывают гашение капиллярных волн вследствие возникновения местных разностей поверхностного натяжения, т. е. изменения граничных гидродинамич. условий.

П. я. определяют долговечность материалов и конструкций в данной среде (см. *Физико-химическая механика*). Не только растворение и коррозия, но даже обратимая (физич.) адсорбция вызывает облегчение деформации и разрушения твердых тел, понижая работу образования новых поверхностей. Малые примеси адсорбирующихся веществ, образующих мономолекулярные слои на поверхностях раздела, позволяют управлять многими свойствами материалов.

Значение П. я. в различных областях науки и практики исключительно велико. Изучение мономолекулярных поверхностных слоев приводит к новым методам исследования строения молекул и определения их размеров. П. я. определяют процессы выветривания, размывания и эрозии горных пород; почвообразования; испарения и конденсации влаги; образования осадков, взаимодействия дисперсных минералов грунтов и почв с водой, определяющие их структуру и механич. свойства. Большое значение П. я. имеют в технологии строительных материалов, в металлургии и обработке металлов, а также в процессах трения, износа, смазочного действия, тонкого измельчения, смачивания и флотации. П. я. определяют протекание многих важнейших процессов в живых организмах.

Лит.: 1) Адам Н. К., Физика и химия поверхностей, пер. с англ., М. — Л., 1947; 2) Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М. — Л., 1950; 3) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллизация, М., 1954; е г о

же, Поверхностная энергия твердых тел, М., 1954; 4) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, М., 1952; 5) Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электронных процессов, М., 1952; 6) Лихтман В. И., Щукин Е. Д., Ребиндер П. А., Физико-химическая механика металлов, М., 1962; 7) Вейлер С. Я., Лихтман В. И., Действие смазок при обработке металлов давлением, М., 1960; 8) Solid surfaces and the gas-solid interface, Washington, 1961.

П. А. Ребиндер.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ** — совокупность эффектов, которые существенно определяются состоянием поверхности полупроводника, способом обработки поверхности и окружающей ее средой. Сюда, например, относятся: работа выхода, поверхностная проводимость и поверхностная рекомбинация.

Поверхностные состояния. Особая роль поверхности в полупроводниках связана с тем, что на ней имеются поверхностные энергетич. уровни, расположенные в запрещенной зоне (поверхностные состояния); электроны и дырки, находящиеся на этих уровнях, локализованы вблизи поверхности. Такие поверхностные состояния могут существовать даже в идеальном кристалле (уровни Тамма [1]). Однако в реальных условиях свойства поверхности полупроводника определяются поверхностными состояниями, обусловленными гл. обр. наличием на поверхности чужеродных атомов (напр., адсорбированных газов или ионов) или дефектов решетки (вакансии и т. п.). Дефекты и примеси являются центрами рекомбинации или ловушками для электронов или дырок, напр. такие электроотрицат. примеси, как кислород, ведут себя как акцепторы электронов.

В обычных условиях на поверхности всех исследованных полупроводниковых материалов, в частности Ge и Si, образуется слой окислов. При этом, кроме

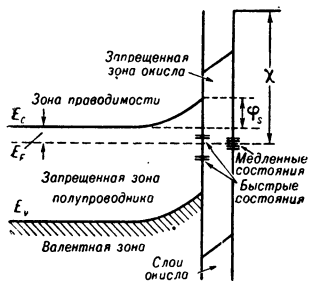


Рис. 1. Зонная диаграмма у поверхности полупроводника;  $E_c$  — нижняя граница (дно) зоны проводимости,  $E_v$  — верхняя граница валентной зоны,  $E_F$  — уровень Ферми в объеме полупроводника,  $\chi$  — работа выхода.

состояний изменяются в широких пределах при изменении окружающей газовой среды, обычно их концентрация  $> 10^{13}$  на  $1 \text{ см}^2$  поверхности. Концентрация быстрых состояний значительно меньше. Обычно имеется несколько типов быстрых состояний. Плотность уровней вблизи середины запрещенной зоны — ок.  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Вблизи краев запрещенной зоны плотность быстрых состояний однозначно не выяснена, однако установлено, что примеси в травителе меняют их энергетич. спектр, а изменение окружающей среды — их концентрацию.

При поверхностный слой пространственного заряда и поверхностная проводимость. Наличие поверхностных состояний, лежащих в запрещенной зоне, приводит к заполнению их электронами или дырками, связанному с образованием вблизи поверхности полупроводника слоя пространств. заряда и, следова-

тельно, потенциального барьера. Образуется двойной электрич. слой, состоящий из зарядов, создаваемых электронами или дырками, находящимися на поверхностных уровнях, и приграничного слоя с противоположным зарядом, толщиной порядка *дебае ского радиуса экранирования*. В результате этого появляется сильное электрич. поле, направленное нормально к поверхности, препятствующее дальнейшему переходу носителей на поверхностные уровни; соответственно энергетич. уровни у поверхности полупроводника изгибаются (рис. 1). Распределение потенциала в этом слое определяется Пуассона уравнением. Высота потенциального барьера, т. е. разность потенциальных энергий электрона на поверхности и в объеме полупроводника  $\phi_s$ , определяется в равновесных условиях концентрацией поверхностных состояний и их расстоянием от Ферми уровня  $E_F$ . Изменение  $\phi_s$ , связанное с изменением плотности поверхностных состояний, может быть обнаружено по изменению работы выхода  $\chi$  (рис. 1).

Изменение концентраций дырок и электронов в области пространств. заряда, однозначно определяемое положением  $E_F$  в объеме полупроводника и величиной  $\phi_s$ , приводит к изменению проводимости приповерхностного слоя. Так, у поверхности полупроводника  $n$ -типа при  $\phi_s < 0$  скапливаются электроны (обогащенный слой), и проводимость образца увеличивается. При  $\phi_s < 0$  концентрация электронов вблизи поверхности уменьшается, и проводимость образца падает (обедненный слой). Одновременно растет концентрация дырок. При дальнейшем увеличении  $\phi_s$  наступает момент, когда концентрация дырок у поверхности начинает превышать концентрацию электронов в объеме (инверсионный слой). При этом изгиб зон становится столь большим, что валентная зона оказывается ближе к  $E_F$ , чем зона проводимости (рис. 2), и дальнейшее увеличение  $\phi_s$  сопровождается ростом поверхностной проводимости.

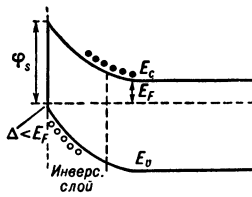


Рис. 2. Образование инверсионного слоя.

Для образца  $p$ -типа проводимость увеличивается при  $\phi_s > 0$ , при  $\phi_s < 0$  она проходит через минимум и снова возрастает после образования инверсионного слоя. Минимуму поверхностной проводимости соответствует  $\phi_s = E_g - 2E_F + kT \ln b$ , где  $b$  — отношение подвижностей электронов и дырок. При наличии инверсионного слоя у поверхности полупроводника образуется  $p$ - $n$ -переход, одна область  $k$ -рого имеет постоянные свойства (толща полупроводника), а свойства другой (поверхностный слой) меняются в зависимости от величины  $\phi_s$ .

Эффект поля. На величину барьера  $\phi_s'$  можно влиять, изменяя газовую среду. Однако это меняет плотность и распределение самих поверхностных состояний. Более удобный метод — изменение приповерхностной проводимости (а следовательно, и проводимости всего образца) наложением нормально к его поверхности электрич. поля (эффект поля). При этом наведенный заряд распределяется между поверхностными состояниями и объемом полупроводника. Если интервал изменения  $\phi_s$  достаточно велик, так что проводимость образца проходит через минимум, то можно определить значение заряда в объеме  $Q_v$  и  $\phi_s$  при данном поперечном поле и тем самым зависимость поверхностного заряда  $Q_s(\phi_s)$ . При включении электрич. поля (рис. 3) вначале создается индуцированный заряд в результате изменения концентрации основных носителей у поверхности; затем



в результате диффузии, захвата и рекомбинации устанавливается равновесие между зоной проводимости, валентной зоной и быстрыми состояниями (быстрорелексационная релаксация проводимости с постоянной времени  $10^{-7}$ — $10^{-4}$  сек), после чего происходит равновесное заполнение медленных состояний за времена порядка  $\tau$  и даже  $\tau$  (длинновременная релаксация проводимости носит неэкспоненциальный характер, что можно объяснить или неоднородностью поверхности, приводящей к вариации времен релаксации от участка к участку (модель гетерогенной поверхности), или зависимостью вероятности переходов на медленные состояния от  $\varphi_s$  (модель электронных переходов). Ряд экспериментальных данных свидетельствует в пользу первой

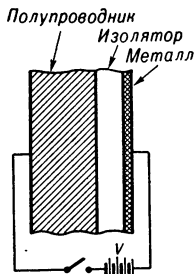


Рис. 3. Измерение эффекта поля.

модели. Медленные релаксационные процессы вызваны не только электронными переходами, но и химич. реакциями, напр. диссоциацией воды, а также диффузией ионов. При исследовании быстрых состояний обычно пользуются синусоидальным полем с частотой, достаточной большой, чтобы электроны не успевали переходить на медленные состояния, и в то же время не слишком высокой для того, чтобы в каждый момент времени успевало установиться равновесие между зонами на поверхности и быстрыми состояниями. Обычно пользуются частотами 100—1000 гц. При значительно больших высоких частотах ( $10^6$ — $10^7$  гц) этим методом можно выяснить кинетику перехода электронов в быстрые состояния.

Поверхностная рекомбинация. В большинстве полупроводников рекомбинация электронов и дырок происходит гл. обр. через примесные центры, поэтому на поверхности, где сконцентрировано большое число поверхностных состояний, она происходит более интенсивно. При не очень большой высоте потенциального барьера и невысокой концентрации поверхностных центров рекомбинация скорость поверхностной рекомбинации  $S$  зависит только от состояния поверхности, в частности от  $\varphi_s$ . Поэтому, изменяя  $\varphi_s$ , напр. с помощью эффекта поля, можно изменять  $S$ . Совместное определение  $S(\varphi_s)$  и  $Q_s(\varphi_s)$  с помощью эффекта

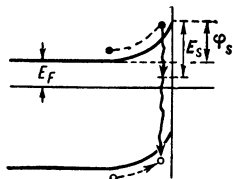
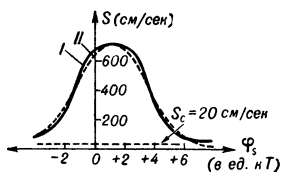


Рис. 4. Рекомбинация на поверхностных уровнях.

поля дает возможность определить все параметры поверхностных центров рекомбинации (энергию, концентрацию, сечения захвата электронов и дырок). Этот анализ затрудняется из-за присутствия различных типов быстрых состояний, хотя обычно основной вклад в поверхностную ре-



комбинацию дают быстрые состояния лишь одного типа (рис. 4, 5). При большой высоте барьера или при высокой концентрации быстрых состояний скорость рекомбинации определяется скоростью диффузии носителей через слой объемного заряда, и  $S$  не является

характеристикой вещества, а зависит от способа генерации неравновесных носителей тока (вблизи поверхности или в объеме).

Влияние поверхности на характеристики полупроводниковых приборов и стабилизация поверхности. Изменение поверхностных свойств является основной причиной ухудшения характеристик полупроводниковых приборов и их нестабильности. Инверсионные слои существенно меняют характеристики  $p-n$ -переходов, а в полупроводниковых триодах создают проводящий поверхностный канал, что приводит к недопустимо большим значениям нулевого тока коллектора и резко ухудшает управляющую способность эмиттера. Обогащенные слои приводят к поверхностным пробоям, наступающим при значительно меньших напряжениях, чем пробой в объеме. Причиной этого является наложение вблизи поверхности на поле  $p-n$ -перехода поля поверхностного заряда, в результате чего напряженность поля возрастает. Наличие на поверхности медленных состояний с разными временами релаксации вызывает появление избыточных шумов, имеющих спектр  $1/f$ .

Существенно влияет на работу полупроводниковых приборов также поверхностная рекомбинация. В точечных и маломощных плоскостных полупроводниковых диодах и триодах основная доля рекомбинации определяется участками поверхности, непосредственно примыкающими к точечному контакту или к выходу  $p-n$ -перехода на поверхность. Еще большую роль поверхностная рекомбинация играет в фотоэлементах, в частности в солнечных батареях, где генерация носителей тока происходит практически у поверхности.

Для стабилизации поверхности, помимо герметизации приборов и нанесения защитных покрытий, полезно создание на ней толстого слоя окиси. При этом ослабляется влияние медленных состояний, наиболее зависящих от окружающей среды, и затрудняется образование новых быстрых состояний.

Обособенностью поверхности полупроводника является тесная связь происходящих на ней физ. процессов с химическими; концентрация и положение поверхностных состояний изменяются при адсорбции чужеродных атомов на поверхности и химич. реакциях на ней. В то же время скорость самих химических реакций и адсорбции определяются в значит. степени концентрацией носителей у поверхности и поверхностными состояниями, что обуславливает каталитич. свойства поверхности полупроводников.

Лит.: 1) Ли ф ш и ц И. М., Пекар С. И., «УФН», 1955, т. 56, вып. 4, с. 531; 2) Watkins T. V., «Progr. Semiconductors», 1960, в. 5, р. 1; 3) Физика поверхности полупроводников, пер. с англ., М., 1959; 4) The physics and chemistry of solids, v. 14, L. — N. Y., 1960 (Proceedings of the Second conference on semiconductor surface); 5) Proceedings of the International conference on semiconductor physics, Prague, 1960, Prague, 1961; 6) Report of the International conference of the physics of semi-conductors, held at Exeter, July 1962, L., 1962; 7) Проблемы физики полупроводников, пер. с англ., М., 1957, с. 237—389; 8) Полупроводники, под ред. Н. Б. Хеннея, пер. с англ., М., 1962, с. 575—618.

Г. Е. Пижук.

### ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС металла

Переменной электромагнитное поле проникает внутрь металлич. образцов только на очень небольшую глубину — т. н. *скин-эффект*. Поэтому для описания электромагнитных свойств металлов наряду с комплексными диэлектрической и магнитной проницаемостями пользуются специфич. поверхностной величиной —  $\Pi$ . и  $Z(\omega)$ , к-рый связывает между собой тангенциальные компоненты электрич.  $E_t$  и магнитного  $H_t$  полей на поверхности металла:

$$E_t = (c/4\pi) Z(\omega) [H_t, n],$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $n$  — нормаль к поверхности.

Зная  $\Pi$ . и., можно определить электромагнитные поля вне проводников, т. е. решать задачи о рассеянии, поглощении и дифракции электромагнитных волн и распространении волн в волноводах, совершенно не касаясь вопроса о поле внутри металлической стенки или экранов. В частности, вещественная часть  $Z'(\omega)$  определяет поглощение энергии волн в единицу времени  $Q = (c^2/32\pi^2) \oint Z' |H_i|^2 dS$  (интеграл берется по поверхности  $S$  образца). Такой подход применим до тех пор, пока  $|Z(\omega)| \ll 1$ . Для обычных металлов это условие выполняется в радиочастотной и инфракрасной областях. В области частот, соответствующей нормальному скин-эффекту, и в инфракрасной области  $\Pi$ . и. определяется макроскопич. характеристиками металла:  $Z(\omega) = (4\pi/c) \sqrt{\mu(\omega)/\epsilon(\omega)}$ , где  $\mu(\omega)$  и  $\epsilon(\omega)$  — магнитная и диэлектрич. проницаемости. В области частот, где имеет место аномальный скин-эффект, и в сверхпроводниках величина  $\Pi$ . и. связана со свойствами электронного спектра металла.

Лит. см. при ст. *Скин-эффект*. И. Е. Дзялошинский.

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИНТЕГРАЛ** — интеграл от функции, заданной на к.-л. поверхности. Различают  $\Pi$ . и. 1-го и 2-го родов.  $\Pi$ . и. 1-го рода есть предел интегральной суммы  $\sum_{i=1}^n f(M_i) s_i$ , получающейся при

разбиении поверхности  $S$  на части  $s_1, s_2, \dots, s_n$  и стремлении к нулю размеров площадей всех частей  $s_i$  [ $M_i$  — точка на  $s_i$ ,  $S$  — кусочно-гладкая поверхность (двусторонняя), ограниченная кусочно-гладким контуром,  $f(M)$  — заданная на  $S$  ф-ция].  $\Pi$ . и. 1-го рода обозначается  $\iint_{(S)} f(M) ds = \iint_{(S)} f(x, y, z) ds$ . К  $\Pi$ . и. 1-го

рода приводит, напр., задача вычисления массы, распределенной по поверхности  $S$  с переменной поверхностной плотностью  $f(M)$ .  $\Pi$ . и. 2-го рода ( $\Pi$ . и. по проекциям) получается из аналогичных сумм с той лишь разницей, что вместо площадей самих частей  $s_i$  берутся площади их проекций на три координатные плоскости. При этом поверхность  $S$  предполагается ориентированной (на ней указано, какое из направлений нормали считается положительным) и площадь проекции берется со знаком «+» или «-» в зависимости от того, является ли угол между положит. направлением нормали и осью, перпендикулярной плоскости проекций, острым или тупым.  $\Pi$ . и. 2-го рода обозначается  $\iint_{(S)} P dydz + Q dzdx + R dx dy$ . В отличие от

$\Pi$ . и. 1-го рода, знак  $\Pi$ . и. 2-го рода зависит от ориентации поверхности  $S$ .  $\Pi$ . и. 2-го рода возникают, напр., при определении потока жидкости через поверхность  $S$ . Вычисление  $\Pi$ . и. сводится к вычислению двойных интегралов.

О связи  $\Pi$ . и. по замкнутой поверхности  $S$  с тройным интегралом см. *Остроградского формула*, о связи  $\Pi$ . и. 2-го рода и *криволинейного интеграла* см. *Стокса формула*. В. И. Виткоков.

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ** — неравномерное распределение переменного электрич. тока по сечению проводника, при к-ром плотность тока у его поверхности наибольшая и убывает по мере удаления от поверхности в глубь проводника (подробнее см. *Скин-эффект*).

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ МАГНИТНЫЙ** (скин-эффект магнитный) — влияние поля вихревых токов  $H_{вт}$  на распределение магнитного поля в намагничиваемом теле. В простейшем случае намагничивания металлич. тел (с электропроводностью  $\sigma$  и магнитной проницаемостью  $\mu$ ), перематываемых с частотой  $\omega = 2\pi f$  в синусоидальном внешнем магнитном поле  $H_e$ , результирующее маг-

нитное поле  $H = H_e + H_{вт}$  вблизи поверхности тела существенно больше поля во внутр. области (откуда и происходит назв. эффекта), если  $\sqrt{\omega \mu \sigma} \gg a$ . Левая часть неравенства — параметр  $\Pi$ . э. м. (параметр Цепека),  $a$  — линейный размер тела, характерный для процесса проникновения

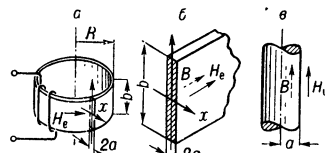


Рис. 1. Схемы намагничивания простых сердечников: а — одновитковый ленточный сердечник; б — плоский сердечник; в — плоский сердечник. Основные размеры сердечников:  $2a$  — толщина,  $b$  — ширина,  $R$  — радиус ленточного сердечника, параллельная кратчайшей стороне ( $2a$ ); обычно  $R \gg 2a \ll b$ ; при этом схема поверхностного магнитного эффекта в ленточном сердечнике прил. эквивалентна схеме для плоского сердечника-пластины; в — цилиндрический сердечник ( $a$  — радиус цилиндра).

поля (полутолщина продольно намагничиваемой пластины, радиус цилиндра или сферы, рис. 1).

При сильно выраженном  $\Pi$ . э. м. ( $\sqrt{\omega \mu \sigma} \gg a$ ) перемещенное поле в основном сосредоточено в тонком поверхностном слое намагничиваемых тел, по толщине равном условной глубине проникновения поля  $d_0 = \sqrt{2/\omega \mu \sigma}$  (на глубине  $d_0$  амплитуда поля убывает в  $e$  раз). В общем случае продольного намагничивания тел цилиндрич. формы (с поперечным сечением  $S$  и периметром поперечного сечения  $l$ ) магнитный поток, при отсутствии  $\Pi$ . э. м. равный  $\Phi = H_e \mu_0 S$ , при сильном  $\Pi$ . э. м. уменьшается до величины  $\Phi = H_e \mu_0 l d_0$ . Напр., в пластине с поперечным сечением  $2ab$  поток уменьшается до  $\Phi = H_e \mu_0 \cdot 2ad_0 b$  (толщина пластины  $2a$  заменяется удвоенной глубиной проникновения), в круглом цилиндре радиуса  $a$  — до  $\Phi = H_e \mu_0 \cdot 2\pi a d_0$  (все ф-лы в *МКСА системе единиц*; магнитная постоянная  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  эи/м, диэлектрич. постоянная  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м).

$\Pi$ . э. м. в сердечниках трансформаторов и дросселей приводит к уменьшению эффективной средней проницаемости ( $\mu_{ср} = B_{ср}/\mu_0 H_e$ ) и к дополнит. рассеянию энергии при нагреве сердечников вихревыми токами. В импульсных процессах  $\Pi$ . э. м. приводит к нежелательному замедлению процесса намагничивания.

Для уменьшения  $\Pi$ . э. м. применяют магнитные сердечники из тонких и сверхтонких (2—100 мк) электрически изолированных друг от друга пластин и лент, из изолированных ферромагнитных частей (сердечники, прессованные из порошков) и т. п. В магнитных пленках толщиной порядка 100—1000 Å  $\Pi$ . э. м. не сказывается до частот микроволнового диапазона. Другой путь уменьшения  $\Pi$ . э. м. — применение материалов с малой электрич. проводимостью, к числу к-рых относятся прежде всего ферриты ( $\sigma \approx 10^{-6} - 10^{-11}$  1/ом·см). В неметаллич. магнитных материалах с магнитной комплексной проницаемостью  $\tilde{\mu} = \mu_1 - j\mu_2$  и комплексной электропроводностью  $\tilde{\sigma} = \sigma + j\omega\epsilon\epsilon_0$  в создании  $\Pi$ . э. м. большую роль играют вихревые токи смещения. Их действие может приводить к тому, что поле не убывает с ростом глубины слоя, а, наоборот, возрастает (рис. 2); при определенных толщинах сердечника его средняя магнитная проницаемость также может возрастать (эффект объемного резонанса при  $\Pi$ . э. м.).

Аналитич. решение классич. задач  $\Pi$ . э. м. основывается на интегрировании ур-ний электродинамики Максвелла при заданных граничных условиях. Решения получены только для сердечников простых форм: шар, цилиндр, пластина и т. п. [1—3]. Знание частотной зависимости позволяет в ряде случаев рассчи-

тать П. э. м. при намагничивании импульсами любой формы [2, 3].

Учет нелинейности магнитных свойств ферромагнетиков значительно усложняет расчет П. э. м. [1—9].

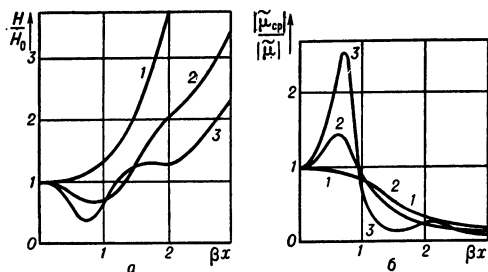


Рис. 2. Поверхностный магнитный эффект в пластине, перематываемой синусоидальным полем: а — распределение по сечению сердечника напряженности магнитного поля  $H$  в единицах осевой величины напряженности  $H_0$ ; б — зависимость модуля действующей средней магнитной проницаемости  $|\mu_{cp}|$  в долях магнитной проницаемости  $|\mu|$  материала. Кривая 1 — классич. поверхностный магнитный эффект ( $\tilde{\mu} = \mu_1, \tilde{\sigma} = \sigma$ ); кривые 2 и 3 — поверхностный магнитный эффект в немагнитл. средах:  $\eta = 1$  (кривая 2) и  $\eta = 2$  (кривая 3), где  $\eta = \frac{\omega\mu_1\mu_0\epsilon\epsilon_0 - \sigma\mu_2\mu_0}{\sigma\mu_1\mu_0 + \omega\mu_2\mu_0\epsilon\epsilon_0}$  — коэфф., определяющий отличие электромагн. свойств данной среды от среды с действительными проводимостью и проницаемостью ( $\tilde{\sigma} = \sigma, \tilde{\mu} = \mu_1$ ); масштаб по оси абсцисс нормирован коэфф.  $\beta = \sqrt{\omega\mu_1\mu_0\sigma + \omega^2\mu_2\mu_0\epsilon\epsilon_0}/\sqrt{2}$  (его размерность обратна длине).

Развитие импульсной электроники, автоматики и вычислит. техники, в к-рых применяются быстродействующие магнитные элементы, делает особенно важным расчет П. э. м. в нелинейных ферромагнетиках с прямоугольной петлей гистерезиса (рис. 3). На динамике перематывания таких сердечников наряду с П. э. м. начинает сказываться отличие статич. петли гистерезиса от динамич. характеристики, к-рая в первом приближении выражается ур-нием

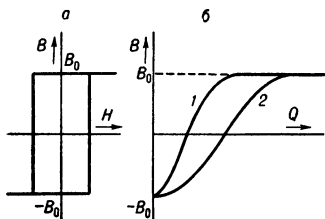


Рис. 3. Поверхностный магнитный эффект в материалах с прямоугольной петлей гистерезиса: а — статическая характеристика намагничивания; б — динамические характеристики: 1 — характеристика сердечника при отсутствии поверхностного магнитного эффекта [ф-ция  $F(Q)$  материала]; 2 — характеристика с учетом влияния поверхностного магнитного эффекта.

$dB/dt = f(B)(H - H_0)$ , где  $H_0 \approx H_{ст}(B)$  — статич. характеристика намагничивания. В этом случае и процесс перематывания, и вихревые токи в значит. мере определяются импульсом намагничивающего поля  $Q = \int_0^t (H_e - H_0) dt$ , на что впервые указал В. К. Аркадьев. При отсутствии П. э. м. изменение средней магнитной индукции  $\Delta B_{cp}$  представляет собой ф-цию от импульса  $F(Q)$ .

П. э. м. приводит к замедлению перематывания; в 1-м приближении  $\Delta B_{cp} = F(Q - \alpha\sigma\Delta B_{cp})$ , где коэфф. формы  $\alpha = a^2/3$  для продольно намагничиваемой пластины толщиной  $2a$ , а для круглого цилиндра радиуса  $a$  коэфф.  $\alpha = a^2/8$ . При сильно выраженном П. э. м. (металлич. сердечники толщиной 100 мк и более) к достаточно точным результатам приводит

расчет П. э. м. методом Вольмана и Кадева (W. Wolman, H. Kaden, 1932 г.) [6]:  $\Delta B_{cp} = \sqrt{4R_0Q/\sigma a^2}$ .

П. э. м. оказывает влияние на величину импульса, требуемого для полного перематывания сердечника (из состояния  $-B_0$  в состояние  $+B_0$ ). Если в отсутствие П. э. м. требуемое значение импульса  $Q = Q_s$  определяется свойствами магнитного материала (вязкостью), то П. э. м. приводит к увеличению требуемого импульса. В литературе этот импульс наз. также коэфф. переключения  $S_w$  (switching coefficient). При продольном намагничивании пластины толщиной  $2a$  [8]  $S_w = Q_s + \sigma a^2 B_0$ , где 2-е слагаемое определяется П. э. м.

В области сверхвысоких частот П. э. м. определяется ур-ниями Максвелла в сочетании с ур-нием Ландау—Лифшица [10]. П. э. м. и его расчет существенно усложняются влиянием макро- и микро неоднородностей (см. *Микровихревые токи*), а также магнитной анизотропией и обменными взаимодействиями. В микроволновой технике наблюдается ряд аномалий П. э. м., обусловленных возникновением спиновых волн, а также сравнимостью длины свободного пробега электронов проводимости и глубины проникновения поля (металлы при низких темп-рах) [10, 11].

Лит.: 1) Аркадьев В. К., Избранные труды, М., 1961; 2) Поливанов К. М., Ферромагнетики, М. — Л., 1957; 3) Смайт В. Р. Электростатика и электродинамика, пер. с англ., М., 1954; 4) Frei A. H., Strutt M. J. O., «Proc. IRE», 1960, v. 48, № 7; 5) Нейман Л. Р., Поверхностный эффект в ферромагнитных телах, М. — Л., 1949; 6) Wolman W., Kaden H., «Z. Techn. Phys.», 1932, Jg. 13, № 7; 7) Chen T. C., Paroullis A., «Proc. IRE», 1958, v. 46, № 5; 8) Витков М. Г., «Изв. ВУЗ. Электромеханика», 1960, № 12; «Автоматика и телемеханика», 1962, № 12; 9) Поливанов К. М., Дятлов Р. Л., Витков М. Г., «Изв. ВУЗ. Радиотехника», 1961, № 6; 10) Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях. Сб. статей, М., 1952; 11) Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961.

К. М. Поливанов, М. Г. Витков.

**ПОВЕРХНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ** — геометрич. построение, характеризующее в каждой точке деформируемого тела относительное удлинение  $\epsilon$ , к-рое испытывает малый линейный элемент, в зависимости от направления этого элемента.

Относит. удлинение линейного элемента с направляющими косинусами  $l, m, n$  в случае малой деформации выражается ф-лой

$\epsilon = e_{xx}l^2 + e_{yy}m^2 + e_{zz}n^2 + 2e_{xy}lm + 2e_{yz}mn + 2e_{zx}nl$ , где  $e_{xx}, e_{yy}, e_{zz}, e_{xy}, e_{yz}, e_{zx}$  — компоненты тензора деформации.

Если из данной точки  $O$  (см. рис.) откладывать отрезки длиной  $r = k/\sqrt{|\epsilon|}$  (где  $k = \text{const}$ ) по направлению каждого линейного элемента  $OM$ , то их концы расположатся на поверхности 2-го порядка, наз. П. д., ур-ние к-рой

$$\pm k^2 = e_{xx}x^2 + e_{yy}y^2 + e_{zz}z^2 + 2e_{xy}xy + 2e_{yz}yz + 2e_{zx}zx.$$

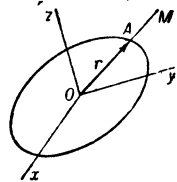
Оси П. д. совпадают с главными осями деформации; если их выбрать за оси координат, то ур-ние П. д. будет иметь вид

$$\pm k^2 = e_{xx}x^2 + e_{yy}y^2 + e_{zz}z^2.$$

П. д. — эллипсоид, если все линейные элементы в данной точке тела имеют деформацию одного знака, т. е. испытывают растяжение или сжатие. П. д. — гиперболоид в случае разных знаков, т. е. одни линейные элементы будут растянутыми, другие, соответствующие сопряженному гиперболоиду, будут сжатыми. Отделяющий обе сопряженные поверхности асимптотич. конус соответствует линейным элементам, не подвергающимся ни удлинению, ни сжатию.

Лит. см. при ст. Деформация.

**ПОВЕРХНОСТЬ НАПРЯЖЕНИЙ** — геометрич. построение, характеризующее нормальное напряже-



ние  $\sigma_v$  в точке напряженного тела в зависимости от ориентировки площадки, на к-рой  $\sigma_v$  действует. Нормальное напряжение в данной точке по любой площадке определяется ф-лой

$$\sigma_v = \sigma_x l^2 + \sigma_y m^2 + \sigma_z n^2 + 2\tau_{xy}lm + 2\tau_{yz}mn + 2\tau_{zx}nl,$$

где  $l, m, n$  — направляющие косинусы;  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$  — компоненты тензора напряжения. Для построения П. н. из нек-рой точки  $O$  (см. рис.), как из начала, откладывают в направлении каждой нормали отрезки  $r = k/\sqrt{|\sigma_v|}$  ( $k = \text{const}$ ). Концы этих отрезков располагаются на поверхности 2-го порядка, наз. П. н., ур-ние к-рой:

$$\pm k^2 = \sigma_x x^2 + \sigma_y y^2 + \sigma_z z^2 + 2\tau_{xy}xy + 2\tau_{yz}yz + 2\tau_{zx}zx,$$

где  $x, y, z$  — координаты концов отрезков  $r$ . Чтобы найти вектор полного напряжения  $P_v$  по нек-рой площадке, проходящей через точку  $O$ , проводят касат. плоскость к П. н. в точке пересечения нормали к площадке с П. н. Отрезок  $OP$  перпендикуляра, опущенного из точки  $O$  на эту плоскость, определяет вектор  $P_v$  (см. рис.).

П. н. для данной точки тела — эллипсоид, если нормальные напряжения по любой площадке одного знака, П. н. — гиперboloид, если они разных знаков. Описанную П. н. предложил О. Коши (1882 г.).

Известно также геометрич. построение, предложенное Лямэ, — эллипсоид напряжений. Центр эллипсоида напряжений помещается в данной точке  $O$ . Его оси  $O_x, O_y, O_z$  направлены по главным осям напряженного состояния (см. *Напряжения главные*). Ур-ние его имеет вид  $\frac{x^2}{\sigma_1^2} + \frac{y^2}{\sigma_2^2} + \frac{z^2}{\sigma_3^2} = 1$ , где  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  — главные напряжения. Вектор, проведенный из центра  $O$  в любую точку поверхности эллипсоида, равен в выбранном масштабе вектору напряжения  $P_v$  по площадке с нормалью  $v$ , проходящей через точку  $O$ . В 1909 г. Г. В. Колосовым была предложена поверхность касат. напряжений. П. н. пользуются как графич. иллюстрациями в теории упругости.

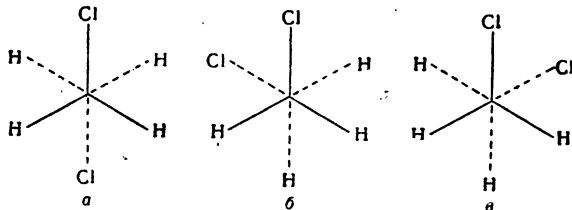
В. Б. Анисимова.

**ПОВЕРХНОСТЬ ФЕРМИ** — см. *Ферми поверхность*.

**ПОВОРОТНАЯ ИЗОМЕРИЯ** — возникновение неотделимых друг от друга при обычных темп-рах пространственных (поворотных) изомеров молекулы благодаря поворотам отдельных ее частей относительно друг друга без перераспределения хим. связей. П. и. обусловлена наличием у молекулы различных равновесных конфигураций, отделенных друг от друга (по отношению к соответствующим поворотам отдельных частей молекулы) сравнительно невысокими потенциальными барьерами, что приводит к очень большим скоростям взаимного превращения соответствующих поворотных изомеров при обычных темп-рах и, следовательно, к невозможности отделения их друг от друга в обычных условиях. Для органич. молекул, обладающих простыми связями, П. и. обусловлена поворотами вокруг них отдельных частей молекулы; в случае 1,2-дихлорэтана, напр., это приводит к существованию в газовой и жидкой фазах трех изомеров (см. рис.). См. также *Конформации*.

Различные поворотные изомеры отличаются геометрией равновесных конфигураций и значениями многих физ. величин (энергией, частотами колебаний, дипольным моментом и т. д.), что позволяет обнаруживать П. и., исследовать геометрию различных изомеров и измерять их физ. характеристики разнообразными физ. методами. Особое место в изучении П. и. занимают методы молекулярной, в част-

ности, колебат. спектроскопии. Благодаря различию колебат. спектров различных поворотных изомеров, П. и. обнаруживается по увеличению числа полос



Поворотные изомеры 1,2-дихлорэтана (проекции равновесных конфигураций на плоскость, перпендикулярную связи С—С): а — транс-, б и в — гауш-изомеры.

в колебат. спектре вещества по сравнению с ожидаемым числом полос для одной равновесной конфигурации (исторически именно так Ф. Кольрауш впервые обнаружил П. и. алкилгалогенидов). Темп-рный ход интенсивностей полос колебат. спектров дает сведения о разности внутр. энергий различных изомеров. Характер колебат. спектра вещества при достаточно низких темп-рах дает иногда однозначные сведения о геометрии равновесных конфигураций изомеров. Так, напр., было установлено, что кристаллич. 1,2-дихлорэтан содержит лишь транс-изомер. Сравнение результатов расчета колебаний различных мыслимых поворотных изомеров с эксперимент. спектрами позволяет в ряде случаев определить конфигурации всех реально существующих изомеров [5, 6].

Геометрию равновесных конфигураций поворотных изомеров можно также в ряде случаев установить по тонкой вращат. структуре инфракрасных колебат. полос и по вращат. спектрам в микроволновой области (в газовой фазе), а также методами электронографии (в газовой фазе) и рентгенографии (в твердой фазе). П. и. обнаруживается также по изменению дипольного момента с темп-рой. Измерение темп-рного хода дипольного момента, а также поглощения ультразвука (в жидкой фазе) может быть применено для оценки разности внутр. энергий изомеров. Конфигурация изомеров в твердой фазе изучается также методом ядерного магнитного резонанса.

П. и. в значит. мере обуславливает специфичность свойств *макромолекул*. Наличие П. и. должно учитываться при теоретич. расчете термодинамич. ф-ций, в частности при расчете энтропии.

Лит.: 1) Шепард Н., *Колебательные спектры и поворотная изомерия...*, в сб.: *Успехи спектроскопии*, пер. с англ., М., 1963 (подробная библиография); 2) Мидзусима С., *Строение молекул и внутреннее вращение*, пер. с англ., М., 1957; 3) Волькенштейн М. В., Ельсевич М. А., Степанов В. И., *Колебания молекул*, т. 2, М., 1949, гл. 28; 4) Волькенштейн М. В., *Изв. АН СССР. Сер. физическая*, 1950, т. 14, № 4; 5) Маянц Л. С., *Тр. Физ. ин-та АН СССР*, 1950, т. 5, гл. 4, § 3; 6) Попов Е. М. [и др.], *«Усп. химии»*, 1961, т. 30, вып. 7, с. 851. Л. С. Майнц.

**ПОВОРОТНОЕ УСКОРЕНИЕ** — см. *Кориолиса ускорение*.

**ПОГЛОТИТЕЛИ НЕЙТРОНОВ** — вещества с большим сечением поглощения нейтронов (обычно, если нет спец. оговорок, — тепловых нейтронов). П. н. применяются в ядерных реакторах для регулирования цепной реакции. В табл. приводятся наиболее важные П. н.

В реакторах на тепловых нейтронах обычно применяются такие сравнительно легкодоступные П. н., как бор или кадмий. Сечения поглощения для них намного больше сечения деления ядерного горючего, составляющего, напр., для естеств. урана 3,9 *барна*. Поэтому для осуществления регулирования достаточно сравнительно небольших количеств П. н. В нек-рых случаях для усиления эффекта используются обогащенный бором с повышенным в неск. раз содер-

жанием изотопа  $B_5^{10}$  (с соответствующим образом увеличенным сечением поглощения нейтронов). Для быстрых нейтронов нет очень сильных поглотителей. Одним из лучших является тот же бор; однако его сечение поглощения быстрых нейтронов даже при условии обогащения имеет всего лишь тот же порядок, что и сечение деления  $U_{92}^{235}$ . Поэтому возможность изменения реактивности в реакторах на быстрых нейтронах за счет применения П. н. оказываются более ограниченными, чем в реакторах на тепловых нейтронах. В промежуточных реакторах наряду с бором могут применяться и др. изотопы с большим сечением поглощения нейтронов в резонансной области, напр. самарий или гафний.

Нек-рые сильные поглотители нейтронов.

Изотоп	Содержание в естественной смеси (%)	Сечение поглощения тепловых нейтронов (в барнах)	
		на изотоп	для естественной смеси изотопов
$B_5^{10}$	19,8	3 813	755
$Cd_{48}^{113}$	12,3	20 000	2450
$Xe_{54}^{135}$	радиоакт	$2,7 \cdot 10^6$	—
$Sm_{62}^{149}$	13,8	40 800	5600
$E_{80}^{151}$	47,8	7 700	4300
$Gd_{64}^{155}$	14,8	$6,1 \cdot 10^4$	—
$Gd_{64}^{157}$	15,7	$2,4 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^4$

Наличие П. н. в реакторных материалах вредно: увеличивается паразитный захват нейтронов и, следовательно, увеличивается необходимая загрузка делящихся веществ. Поэтому существуют жесткие требования на содержание П. н. в качестве примесей в ядерном топливе, замедлителе, конструкционных материалах и теплоносителях. Среди продуктов деления наиболее сильными П. н. (в реакторах на тепловых нейтронах) являются  $Xe_{54}^{135}$  и  $Sm_{62}^{149}$ ; накопление этих осколков снижает реактивность и вызывает необходимость дополнит. вложения делящихся веществ (см. *Отражение реактора*).

Лит.: Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В., Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов, М., 1960. О. Д. Казачковский.

**ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН** — превращение энергии волн в другие виды энергии в результате взаимодействия волны со средой, в к-рой она распространяется, или с телами, к-рые расположены на пути ее распространения. Механизм П. в. в зависимости от природы волны и свойств среды, в к-рой волна распространяется, может быть совершенно различным (см. *Поглощение света*, *Поглощение звука* и *Поглощение радиоволн*), но во всех случаях П. в. приводит к ослаблению волны по экспоненциальному закону. Вследствие этого величину П. в. принято указывать по «логарифмич. шкале», т. е. в единицах *непер/м* или *дб/м*.

Ослабление волн при распространении может быть вызвано не только собственно П. в., но и др. явлениями, при к-рых энергия падающей волны не превращается в др. виды энергии, а переходит в энергию др. типов волн, возникающих под действием падающей волны (напр., при рассеянии волн). Чтобы подчеркнуть эту различную природу ослабления волн, собственно П. в. иногда наз. «истинным поглощением».

**ПОГЛОЩЕНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ** — см. *Прхождение гамма-лучей через вещество*.

**ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА** — явление необратимого перехода энергии звуковой волны в другие виды энергии; характеризуется коэфф. поглощения  $\alpha$ . Амплитуда плоской звуковой волны, бегущей вдоль оси  $x$ , убывает как  $e^{-\alpha x}$  а интенсивность — как  $e^{-2\alpha x}$  (ам-

плитуда стоячей звуковой волны после выключения источника звука затухает со временем как  $e^{-\alpha t}$ ). Величина  $1/\alpha$  равна длине отрезка, на к-ром амплитуда звука падает в  $e$  раз;  $\alpha$  выражается в  $см^{-1}$ , т. е. в *неперах на см* или же в *децибеллах на м* ( $1 дб/м = 1,15 \cdot 10^{-3} см^{-1}$ ). П. з. часто характеризуют также коэфф. потерь  $\varepsilon = \alpha \lambda / \pi$  (где  $\lambda$  — длина звуковой волны) или добротностью  $Q = 1/\varepsilon$ .

Для продольных волн в вязкой теплопроводящей среде

$$\alpha = \frac{2\pi^2 f^2}{\rho c^3} \left[ \frac{4}{3} \eta + \xi + \kappa \frac{c_p - c_v}{c_p c_v} \right], \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $c$  — скорость звука,  $f$  — частота звуковой волны;  $\eta$ ,  $\xi$  и  $\kappa$  — коэфф. сдвиговой и объемной вязкости и теплопроводности,  $c_p$  и  $c_v$  — теплоемкости среды при постоянном давлении и объеме. П. з. в веществе часто характеризуют величиной  $\alpha' = \alpha/f^2$ , к-рая во многих случаях не зависит от частоты и для продольных волн, как правило, в жидкостях меньше, чем в газах, а в твердых телах меньше, чем в жидкостях.

Коэфф. П. з. [ур-ние (1)] представляет собой сумму трех членов  $\alpha = \alpha_\eta + \alpha_\xi + \alpha_\kappa$ , к-рые соответствуют трем разным механизмам поглощения. П. з. из-за сдвиговой вязкости, характеризуемое величиной  $\alpha_\eta = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 f^2 \eta}{\rho c^3}$ , обусловлено трением между частицами среды (см. *Вязкость*, *Внутреннее трение*). П. з. из-за теплопроводности, описываемое коэфф.  $\alpha_\kappa = 2\pi^2 f^2 \kappa (c_p - c_v) / \rho c^3 c_p c_v$ , вызвано тем, что в звуковой волне не только плотность и давление, но и темп-ра — периодич. ф-ции расстояния, а выравнивание темп-ры между более нагретыми и менее нагретыми участками среды является необратимым процессом, приводящим к диссипации звуковой энергии. Величину  $\alpha_{кл} = \alpha_\eta + \alpha_\kappa$  наз. «классическим» коэфф. П. з.

Коэфф.  $\alpha_\xi = 2\pi^2 f^2 \xi / \rho c^3$  связан с релаксационными процессами, возникающими в веществе при изменении давления и темп-ры в звуковой волне (см. *Релаксация акустическая*, *Объемная вязкость*). Такими необратимыми процессами являются, напр., процессы возбуждения колебаний и вращений степеней свободы молекул, диссоциация, хим. реакции, перестройка ближнего порядка молекул в жидкостях, различные релаксационные процессы в твердых телах. Релаксационное поглощение сопровождается также *дисперсией звука*. Если период звуковой волны сравним с временем релаксации  $\tau$  процесса установления, ответственного за П. з. в данном веществе, то соответствующая часть коэфф. поглощения равна:

$$\alpha_{\text{рел}} = \frac{1}{2c_0^2} \frac{\omega^2 \tau (c_\infty^2 - c_0^2)}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $c_0$  и  $c_\infty$  — скорости звука при  $\omega \tau \ll 1$  и при  $\omega \tau \gg 1$ , соответственно. Полный коэфф. П. з. равен сумме:  $\alpha = \alpha_\eta + \alpha_\kappa + \alpha_{\text{рел}}$ . Если  $\omega \tau \ll 1$ , то  $\alpha_{\text{рел}}$  переходит в  $\alpha_\xi = 2\pi^2 f^2 \xi / \rho c_0^3$ , где  $\xi = \rho (c_\infty^2 - c_0^2) \tau$ , и полное поглощение описывается ф-лой (1). В вязких жидкостях, высокополимерах и твердых телах член  $\alpha_\eta$  также может иметь форму (2). В более общем случае (много релаксационных процессов)  $\alpha_\xi$  и  $\alpha_\tau$  выражаются суммой членов вида (2).

Разрежение газов влияет на П. з. так же, как увеличение частоты ( $\alpha \lambda$  — ф-ция  $f/p$ , где  $p$  — давление в газе). В газах  $\alpha_\eta$  и  $\alpha_\kappa$  — величины одного порядка. В одноатомных (инертных) газах  $\alpha = \alpha_{кл}$  (табл. 1). В многоатомных газах П. з. определяется релаксационными процессами.

Табл. 1. — Поглощение звука в газах (при атм. давлении).

Газ	Темп-ра (°C)	Частота (мгц)	$(\alpha/f^2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1} \text{ гц}^{-2}$	
			эксперим.	теоретич. (классич.)
Аргон . . . . .	20	4,25	1,9	1,9
Водород . . . . .	20	0,6	3,58	0,17
Воздух . . . . .	20	1,16—1,4	1,67—1,99	1,24
CO <sub>2</sub> . . . . .	20	0,064	277	1,30
		0,099	540	1,30
		0,178	240	1,30

На рис. 1 приведена величина  $\alpha\lambda$  в водороде в зависимости от  $f/p$ . Пунктирная кривая соответствует значениям, вычисленным по классич. теории. Сплошная кривая, построенная по ф-ле (2), в предположении, что имеет место возбуждение вращат. степеней свободы, дает качественное согласие с опытом (крестики и кружки — экспериментальные данные, полученные разными авторами). В газах, имеющих сравнительно низкочастотные внутримолекулярные колебания (CO<sub>2</sub>, CS<sub>2</sub>, CO и др.), основной вклад в П. з. дает воз-

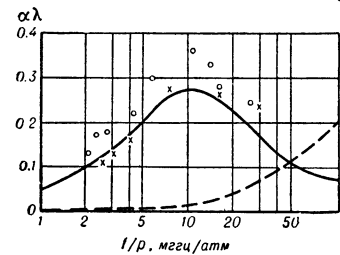


Рис. 1. Зависимость  $\alpha\lambda$  от  $f/p$  в водороде.

буждение колебат. степеней свободы. В смесях газов добавочное поглощение может быть обусловлено взаимной диффузией газов. Даже небольшие примеси посторонних газов сильно влияют на П. з. При очень больших значениях параметра  $f/p$ , когда  $\lambda$  становится сравнимой с длиной свободного пробега молекул, для описания механизма П. з. нужно пользоваться кинетич. теорией газов.

В жидкостях (неметаллических) величина  $\alpha_{ж}$  существенно меньше, чем  $\alpha_{г}$  и  $\alpha_{к}$ , и ею обычно можно пренебречь. В большинстве жидкостей измеренные значения  $\alpha$  превышают значения  $\alpha_{кл}$  (табл. 2), что свидетельствует о большой роли релаксационных процессов. Напр., в растворах электролитов релаксация связана с изменением степени диссоциации растворенного вещества, а в ряде органич. жидкостей — с взаимными превращениями поворотных изомеров.

Табл. 2. — Поглощение звука в жидкостях.

Жидкость	Темп-ра (°C)	Частота (мгц)	$(\alpha/f^2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \text{ гц}^{-2}$	
			эксперим.	теоретич. (классич.)
Ртуть . . . . .	20	21—996	12—13	10,3
Аргон . . . . .	-187,8	44,4	10,1	8,1
Вода . . . . .	20	1—250	23	8,5
Этиловый спирт . . . . .	20	1—220	55	22
Четыреххлористый углерод . . . . .	21	1—100	500	20
Уксусная кислота . . . . .	20	0,5—67,5	9000—158	17
Глицерин . . . . .	22	3,16	2700	2500

Во всех жидкостях проявляются процессы перестройки ближнего порядка, а в многоатомных — также возбуждение внутримолекулярных колебаний. Коэфф. поглощения в жидкостях сильно зависит от темп-ры (рис. 2). В большинстве жидкостей  $\tau$  весьма мало, поэтому при обычных ультразвуковых частотах  $\omega \ll 1/\tau$  и релаксационные процессы приводят к отклонению от зависимости  $\alpha \sim f^2$ , а только к большим значениям объемной вязкости  $\xi$ .

В твердых телах П. з. определяется в основном внутр. трением и теплопроводностью среды. На поглощение сдвиговых волн теплопроводность и др. объемные эффекты не влияют, т. к. сдвиговые волны не связаны с изменением объема среды. Большой вклад в П. з. в твердом теле дают различные релаксационные процессы, которые часто определяют его характер. Внутреннее трение кристаллов при комнатных темп-рах сильно зависит от наличия дислокаций, движение к-рых под действием звуковой волны приводит к диссипации энергии, а следовательно, и к П. з. Внутреннее трение в этом случае зависит от амплитуды волны. При низких темп-рах в металлах существенную роль в П. з. играет взаимодействие звуковой волны с электронами проводимости. В полупроводниках это взаимодействие может быть использовано для получения «отрицательного поглощения» или усиления звука (см. *Ультразвук усиление в полупроводниках*). В ферромагнетиках на П. з. влияет гистерезис, связанный с движением доменных границ, и взаимодействие звуковой волны со спиновыми волнами. В парамагнитных веществах имеет место т. н. резонансное парамагнитное П. з., к-рое проявляется тогда, когда энергия звукового кванта — фонона — равна интервалу между магнитными энергетич. уровнями.

Особый характер носит П. з. при фазовых переходах 2-го рода: при приближении к  $\lambda$ -точке со стороны низкотемпературной фазы сильно растет время релаксации  $\tau \sim 1/(T_{\lambda} - T)$ , где  $T_{\lambda}$  — темп-ра перехода; это приводит к аномальному росту поглощения при  $T \rightarrow T_{\lambda}$ . В полимерах П. з. очень значительно, оно обусловлено релаксацией механизма высокоэластичности, пластич. течением и др. релаксационными процессами. Дополнительное П. з. может возникнуть из-за наличия неоднородностей в среде. П. з. в различных пористых, волокнистых веществах очень велико, что позволяет применять такие материалы для заглушения в архитектурной акустике (см. *Звукопоглощающие материалы и конструкции*). В двухфазных системах, напр. эмульсиях, теплообмен между компонентами приводит к добавочному П. з. В поликристаллич. телах П. з. сильно зависит от соотношения между размерами кристаллитов, длиной тепловой волны и длиной звуковой волны. Аналогичный характер носит поглощение поперечных волн в тонких пластинках и стержнях, где толщина образца играет ту же роль, что и размеры кристаллитов в поликристаллах. П. з. не зависит от амплитуды только тогда, когда интенсивность звука достаточно мала. С ростом интенсивности звука становятся существенными нелинейные эффекты, к-рые приводят к увеличению П. з. при увеличении амплитуды волны (см. *Нелинейная акустика*).

Изучение П. з. является методом исследования внутр. структуры различных веществ: в газах и жидкостях исследуются неравновесные молекулярные процессы, в твердых телах — движение дислокаций, парамагнитный резонанс, электрон-фононное взаимодействие и пр. Методы измерения П. з. весьма разнообразны для различных веществ и частот звука. На низких частотах

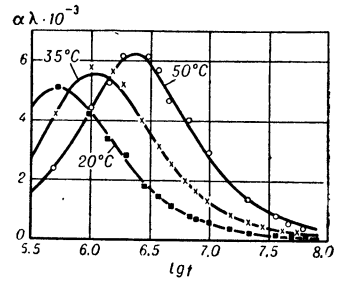


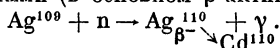
Рис. 2. Зависимость  $\alpha\lambda$  от  $f$  в уксусной кислоте для различных темп-р.



тах в газах и в жидкостях пользуются методом реверберации: возбуждаются колебания некоего объема газа или жидкости и измеряется скорость спада колебаний со временем. На низких частотах в твердых телах измеряют добротность колебаний стержня, изготовленного из исследуемого материала. В сильно поглощающих материалах — полимерах, резинах — П. з. определяют, измеряя электрич. импеданс преобразователя, нагруженного исследуемым материалом. Для более высоких частот в газах часто применяют метод ультразвукового интерферометра (см. *Интерферометры акустические*). В жидкостях чаще всего пользуются прямым измерением амплитуды звуковой волны в зависимости от расстояния. Амплитуда звука определяется различными приемниками звука: *электроакустическими преобразователями, радиометрами, термопреобразователями*, а также по *дифракции света на ультразвук*. Наиболее точен и универсален метод измерения амплитуды электроакустич. приемником при импульсной модуляции звука. Этот «импульсный» метод широко применяется и для твердых тел. Следует отметить большой разброс в экспериментальных данных, даваемых разными авторами для одного и того же вещества. Это можно объяснить как сильной зависимостью поглощения от температуры и от наличия примесей (напр., П. з. в техническом и в химически чистом бензоле различается на 50%), так и недостаточным контролем возможных источников ошибок, особенно в старых работах. На величину коэфф. П. з. влияют также амплитуда звуковой волны (при больших интенсивностях), предварит. обработка, к-рой подвергался материал, размер зерен в поликристаллах.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика); 2) Берман Л., *Ультразвук и его применение в науке и технике*, пер. с нем., М., 1957; 3) Михайлов И. Г., *Распространение ультразвуковых волн в жидкостях*, Л. — М., 1949; 4) Herzfeld K. F., Litovitz T. A., *Absorption and Dispersion of ultrasonic waves*, N. Y. — L., 1959; 5) Mason W. P., *Physical acoustics and the properties of solids*, N. Y. — Ia. o. l., 1953; 6) Мандельштам Л. И., Леонтович М. А., *К теории поглощения звука в жидкостях*, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, вып. 3, с. 438; 7) Исакович М. А., *К теории поглощения звука в поликристаллах*, там же, 1948, т. 18, вып. 4, с. 386; 8) Михайлов И. Г., Соловьев В. А., *Поглощение ультразвуковых волн в жидкостях и молекулярный механизм объемной вязкости*, «УФН», 1953, т. 50, № 1, с. 3.

**ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ** в веществе связано с реакциями захвата нейтронов ядрами вещества:  $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ; напр.,  $\text{Cd}^{113}(n, \gamma)\text{Cd}^{114}$ ;  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$ ;  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ ;  $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$  (см. также *Ядерные реакции*). Ядра, возникающие в результате захвата нейтронов, могут быть как стабильными, так и радиоактивными (в основном  $\beta$ -активными); напр.,



В области больших энергий нейтронов основными процессами их взаимодействия с ядрами вещества являются процессы упругого и неупругого рассеяния. П. н. становится существенным лишь в области энергий *медленных нейтронов*; при этом основной процесс — радиационный захват [реакция  $(n, \gamma)$ ].

При захвате  $n$  образуется возбужденное промежуточное ядро, распадающееся затем по одному из возможных каналов. Радиационный захват связан с распадом промежуточного ядра с испусканием  $\gamma$ -кванта. Сечение реакции  $(n, \gamma)$  может быть записано в виде *Брейта—Вигнера формулы*:

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\pi (2J + 1)}{2(2I + 1)} \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{(E - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  и  $E$  — длина волны и энергия нейтрона,  $\Gamma_n, \Gamma_{\gamma}, \Gamma$  — нейтронная, радиационная и полная ширины резонанса с энергией  $E_0$ ;  $I$  и  $J$  — спиновые числа исходного и промежуточного ядер.

Для медленных нейтронов основными каналами распада промежуточного ядра являются распад с испусканием  $\gamma$ -кванта и распад с испусканием  $n$  (упругое резонансное рассеяние нейтронов). Относит.

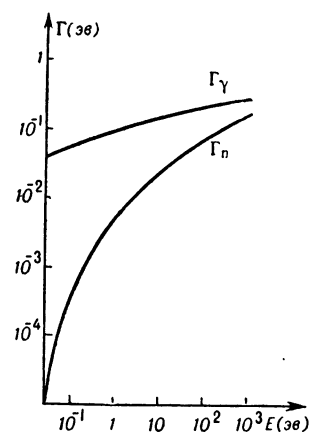


Рис. 1. Зависимость ширины  $\Gamma_{\gamma}$  и  $\Gamma_n$  от энергии нейтронов.

вероятности этих процессов характеризуется отношением  $\Gamma_{\gamma}/\Gamma_n$ . На рис. 1 представлены ширины  $\Gamma_{\gamma}$  и  $\Gamma_n$  в зависимости от энергии нейтронов для ядер с промежуточной массой. Для медлен. нейтронов:  $\Gamma_{\gamma} \gg \Gamma_n$ , поскольку  $\Gamma_n \sim \sqrt{E}$ , а  $\Gamma_{\gamma} \approx \text{const}$ . При испускании  $n$  промежуточное ядро должно перейти в основное состояние, тогда как, испуская  $\gamma$ -квант, оно может перейти на различные менее возбужденные уровни (рис. 2); т. о., число возможных переходов при испускании  $\gamma$ -кванта значительно больше числа возможных переходов при испускании нейтрона. Этим объясняется различная степень зависимости  $\Gamma_{\gamma}$  от  $E$ : при увеличении  $E$  число дополнительно возникающих вакантных уровней для  $\gamma$ -перехода оказывается меньше числа ранее имевшихся уровней и поэтому вероятность испускания  $\gamma$ -кванта изменяется слабо.

Если энергия нейтрона  $\ll E_0$ , то  $(E - E_0)^2 \approx E_0^2$  и поскольку  $\Gamma_n \sim \sqrt{E} \sim 1/\lambda$  зависимость сечения (1) от  $E$  определяется множителем  $\lambda$ . Т. о., в области достаточно низких  $E$  сечение поглощения должно следовать закону

$1/v$ . Характерный вид сечения  $\sigma_{\gamma}$  дан на рис. 1 в ст. *Брейта — Вигнера формула*. Макс. значение сечения в резонансе составляет

$$\sigma_{\gamma \text{ макс}} = 2\pi \lambda_0^2 \frac{2J + 1}{2I + 1} (\Gamma_n \Gamma_{\gamma} / \Gamma^2) \quad (2)$$

и может значительно превышать геометр. размеры ядра.

Область  $1/v$  для различных поглотителей выражена в разной степени. Так, в случае В эта область выражена весьма четко. Напротив, для Cd и Gd эта область практически не проявляется из-за присутствия низкоэнергетич. резонансов (рис. 3). С увеличением энергии нейтронов отдельные резонансы начинают интерферировать друг с другом, сечение захвата обуславливается влиянием многих недалеких и широких уровней и его резонансная зависимость может оказаться слабо выраженной (рис. 4). В связи с этим представляет интерес величина сечения, усредненного по многим уровням, среднее расстояние между к-рыми порядка (или меньше) ширины  $\Gamma$ . Сечение радиац. захвата быстрых нейтронов можно оценить по ф-ле  $\sigma_{\gamma} \approx \pi R^2 \Gamma_{\gamma} / \Gamma$ , где  $R$  — величина, характеризующая радиус ядра.

Данные по энергиям и ширинам  $(n, \gamma)$ -резонансов различных ядер см., напр., в [1]. Сильными поглотителями тепловых  $n$  являются В ( $\sigma_{\gamma} = 430$  *барн*



Рис. 2. Схема энергетич. переходов возбужденного промежуточного ядра.

при  $\lambda = 1,08 \text{ \AA}$ , Rh (90), Cd (2100), In (115), Sm (6350), Eu (2520), Gd (22 000), Dy (535), Er (100), Ir (260), Hg (210).

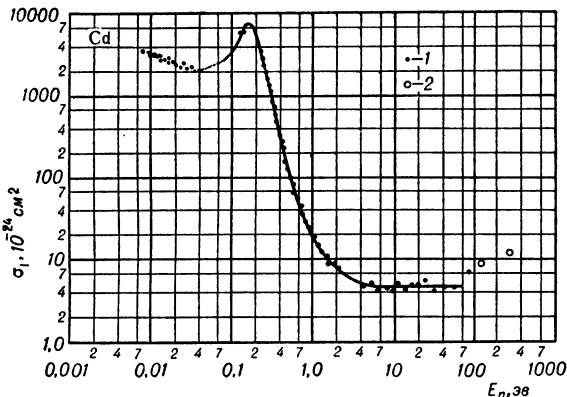


Рис. 3. Сечение  $\sigma_n$  для Cd

Реакции захвата нейтронов ядрами вещества изменяются: 1) для ослабления интенсивности нейтронного излучения (см. *Защита от ионизирующих излучений*) и деформирования энергетич. спектра нейтронов (см. *Нейтронные фильтры*), а также для коллимирования и прерывания нейтронных пучков (см. *Нейтронные селекторы*); 2) для получения искусственно-радиоактивных ядер (см. *Радиоактивность, Нейтронная радиография*); 3) в нейтронной спектроскопии; 4) для детектирования нейтронов (см. *Нейтронное детектирование, Нейтронные индикаторы*). Учет поглощения нейтронов весьма существен при рассмотрении поведения нейтронного излучения в среде — при рассмотрении процессов замедления, диффузии и термализации нейтронов (см. *Нейтронная кинетическая теория, Диффузия нейтронов, Замедление нейтронов, Термализация нейтронов*).

В области энергий тепловых п на П. н. влияет хим. связь и тепловое движение ядер поглотителя. Энергия  $E$  поглотившегося п идет частично на возбуждение промежуточного ядра, а частично (обозначим эту часть энергии через  $\varepsilon$ ) — на возбуждение внутр. степеней свободы химически связанных ядер. Вероятность того, что на возбуждение системы ядер будет затрачена энергия  $\varepsilon$ , описывается сечением некогерентного рассеяния  $S_s(k, \varepsilon)$  (см. *Рассеяние нейтронов*). В этом случае сечение  $\sigma_\gamma$  имеет вид

Рис. 4. Сечение реакции  $(n, \gamma)$  для Al в области больших энергий [3].

$$\sigma_\gamma = \sigma_0 \Gamma^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_s(k, \varepsilon)}{(E - \varepsilon - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)} d\varepsilon, \quad (3)$$

где  $\sigma_0 = 2\pi\lambda^2 [(2J + 1)/(2I + 1)] (\Gamma_n/\Gamma)$ ,  $k$  — волновой вектор. Учет только теплового движения ядер поглотителя приводит к доплеровскому уширению резонансной линии поглощения (рис. 5). В этом случае ф-ция  $S_s$  имеет особенно простой вид:

$$S_s \sim \exp \left[ -\frac{(E - E_0)^2}{\Delta^2} \right] \frac{1}{\Delta}$$

Здесь

$$\Delta = 2\sqrt{E_0 k T A}; E = \frac{1}{2}(v - u)^2; E' = \frac{1}{2}v^2,$$

где  $m$  — приведенная масса,  $v$  и  $u$  — скорости нейтрона и атома, соответственно. Учет хим. связи может более существенно деформировать форму резонанса. На рис. 6 сравниваются расчетные кривые для резонанса 4.28 эв в Ta, вычисленные по помощи (3) [5] для двух различных динамич. моделей кристаллической решетки поглотителя: а — модели, в к-рой присутствуют только акустич. колебания, б — модели с оптич. колебаниями, акустические колебания выражены слабее. Случай а близок, а случай б далек от газовой модели, учитывающей только тепловое движение.

Влияние хим. связи на П. н. позволяет в принципе поставить задачу выяснения динамич. свойств материала при помощи исследования формы линии П. н. Это важно для сильно поглощающих материалов и при изучении динамики отдельных атомов при наличии в образце атомов разных сортов (поглощение на данном уровне  $E_0$  происходит на ядрах определенного типа, тогда как в рассеянии нейтронов обычно участвуют все ядра образца).

Хотя в области малых энергий нейтронов сечение поглощения следует закону  $1/v$ , однако в пределе оно не стремится к  $\infty$ , а принимает нек-рое конечное значение  $\sigma_1$  Гуревич и Немировский [6] показали, что

$$\sigma_1 = \sqrt{2a\rho}, \quad (4)$$

где  $\rho$  — число ядер в ед. объема вещества,  $a$  — когерентная амплитуда рассеяния (см. *Нейтронная оптика*).

В случае Gd получаем, пользуясь выражением (4),  $\sigma_1 = 7,7 \cdot 10^7$  барн. Это значение достигается при  $E < 1,6 \cdot 10^{-7}$  эв.

Лит.: 1) Фельд Б. Т., в сб.: *Экспериментальная ядерная физика*, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 2, М., 1956; 2) Ахизер А., Померанчук И., Некоторые вопросы теории ядра, 2 изд., М. — Л., 1950; 3) Юз Д., Нейтронные эффективные сечения, пер. с англ., М., 1959; 4) I. a. s. b. W., «Phys. Rev.», 1939, v. 55, № 1, p. 190; 5) Egelstaff P. A., Holt G., в кн.: *Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids*, Proceedings of the symposium, Chalk River, 10—14 sept., 1962, v. 2, Vienna, 1963; 6) Гуревич И. И., Немировский П. Э., «ЖЭТФ», 1961, т. 41, вып. 4 (10), с. 1175.

Л. В. Тарасов.

ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОВОЛН — ослабление интенсивности радиоволн при распространении их в среде, возникающее в результате взаимодействия электромагнитного поля с веществом, приводящего к преобразованию электромагнитной энергии в др. ее виды. Амплитуда плоских радиоволн  $E$  затухает экспоненциально:  $E = E_0 \exp(-\alpha x)$ . Величина  $\alpha$  наз. коэфф. поглощения (измеряется в нп/м или дб/м) и определяется ф-лой:

$$\alpha = (1/c) \pi f \left[ \sqrt{(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1)(\sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} + \mu_1)} + \sqrt{(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1)(\sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} - \mu_1)} \right], \quad (1)$$

где  $f$  — частота радиоволн,  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$  — комплексная диэлектрич. проницаемость,  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$  — комплексная магнитная проницаемость среды.

Для металлов и др. веществ с высокой проводимостью  $\sigma \varepsilon_2 = 2\sigma/f$ . Благодаря большой проводимости радиоволны в металлах быстро затухают и проникают в металл лишь на небольшую толщину:  $d = c/2\pi\sqrt{f\sigma}$ . Напр., для Cu при  $f = 3 \cdot 10^9$  гц,  $d = 10^{-4}$  см (см. *Скин-эффект*). Малая толщина этого т. н. скин-слоя позволяет экранироваться от радиоволн тонкими металл. слоями. Это же обстоятельство затрудняет осуществление радиосвязи под землей и под водой. Так, напр., радиоволны с длиной волны  $\lambda = 1000$  м эффективно поглощаются (интенсивность

уменьшается в 10 раз) в сухой почве на расстоянии 60 м, а в морской воде всего лишь на расстоянии 0,5 м.

При распространении радиоволн вдоль земной поверхности часть энергии волн также поглощается в почве, что существенно сказывается в радиосвязи на длинных волнах и средних волнах. При распространении радиоволн в фидерных системах П. р. также приводит к их затуханию. Затухание в коаксиальном кабеле в основном обусловлено П. р. в диэлектрике; для уменьшения затухания применяются спец. высокочастотные диэлектрики (с малым углом диэлектрич. потерь). В волноводах затухание вызвано П. р. в стенках волновода. Для его уменьшения стенки покрывают высокопроводящими материалами (Ag, Au), очищают поверхность от загрязнений и продуктов коррозии, тщательно ее полируют.

Свойством нек-рых материалов (напр., графита) эффективно поглощать радиоволны пользуются при конструировании неотражающих нагузков, аттенюаторов и т. п. Величины  $\epsilon_2$  и  $\mu_2$  у всех веществ зависят от частоты (частотная дисперсия). Однако в большинстве практич. случаев частотная дисперсия проявляется слабо ( $\epsilon_2 = 2\sigma/f$ ). Отчетливо проявляется она при П. р. в плазме, где:

$$\epsilon_2 = \frac{2\pi f^2 \nu}{m f (\pi^2 f^2 + \nu^2)}. \quad (2)$$

Здесь  $f_0$  — критич. (ленгмюрова) частота плазмы,  $\nu$  — частота столкновения электронов плазмы с др. частицами. Если плазма помещена в магнитное поле  $H$ , то она становится анизотропной (г и р о т р о п н о й). П. р. в ней зависит от направления распространения радиоволн по отношению к вектору  $H$ ; поглощение в гиротропной плазме особенно существенно вблизи гиромангнитной частоты. Гиротропными свойствами обладают также ферриты в магнитном поле и нек-рые др. материалы. Это необходимо учитывать как при расчете линий коротковолновой радиосвязи, где существенны свойства ионосферной плазмы, так и при конструировании волноводных элементов с ферритами.

Еще более резко частотная дисперсия П. р. проявляется при близости частот радиоволн к собственным частотам молекулярных колебаний, когда возникает селективное (резонансное) поглощение. Напр., кислород селективно поглощает при  $\lambda = 2,5$  мм и  $\lambda = 5$  мм. Водяные пары имеют линию поглощения 1,35 см и большое количество линий в субмиллиметровом диапазоне, что (в основном) затрудняет практич. применение субмиллиметровых радиоволн. Спектры П. р. обнаружены у большого количества веществ, и изучение этих спектров позволяет судить о строении вещества, его электрических и магнитных свойствах (см. Радиоспектроскопия).

Кроме частотной дисперсии, в ряде случаев обнаруживается пространств. дисперсия П. р. Она проявляется при распространении продольных плазменных волн и является причиной аномального скин-эффекта в металлах при низких темп-рах.

При распространении радиоволн в тропосфере ослабление их интенсивности может быть обусловлено поглощением в частицах гидрометеоров (дождь, град, туман, облака, снег) и рассеянием радиоволн на этих частицах. Вторая причина по-существу не является поглощением, т. к. здесь происходит не преобразование электромагнитной энергии, а ее пространств. перераспределение. В общем случае коэфф. поглощения в гидрометеорах выражается ф-лой (в предположении сферич-

ности частиц):  $\alpha = \int_0^\infty n(a) Q(a, f) da$ , где  $a$  — радиусы частиц,  $n(a)$  — ф-ция распределения частиц по

размерам,  $Q(a, f)$  — поперечник рассеяния. Величина  $Q(a, f)$  учитывает потери на П. р. и на их рассеяние. Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959; 2) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 3) Введенский Б. А., Аренберг А. Г., Вопросы распространения ультракоротких волн, М., 1948; 4) Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953; 5) Горди В., Смит В., Трамбуло Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955.

Н. А. Арманд.

**ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА** — потеря энергии световым пучком, проходящим сквозь вещество, вследствие превращения ее в различные формы внутр. энергии вещества или в энергию вторичного излучения иных направлений и спектрального состава. П. с. может приводить к нагреванию вещества, ионизации или возбуждению атомов или молекул, фотохимич. процессам и т. д. Потери энергии рассматриваемым пучком могут происходить также из-за рассеяния света в стороны, к-рое не сопровождается указанными процессами; с другой стороны, при прохождении света через вещество может возникнуть индуцированное излучение, тождественное с первичным по спектральному составу и направлению. Поэтому количество поглощенной энергии  $W_{\text{погл}}$  определяется экспериментально как  $W_{\text{погл}} = W_{\text{падающ}} - W_{\text{рассеян}} + W_{\text{индуцир}} - W_{\text{прошедш}}$ .

Если через среду по направлению  $x$  проходит монохроматич. параллельный пучок света, такой, что на единичную площадку, перпендикулярную к пучку, падает световой поток  $\Phi_{\nu}$ , то ослабление его из-за поглощения на расстоянии от  $x$  до  $x + dx$  будет

$$-d\Phi_{\nu} = \Phi_{\nu} k_{\nu} dx, \quad (1)$$

где  $k_{\nu}$  — показатель поглощения. В условиях, когда  $k_{\nu}$  не зависит от  $\Phi_{\nu}$  (см. ниже), из (1) следует, что ослабление светового потока описывается выражением

$$\Phi_{\nu l} = \Phi_{\nu 0} e^{-k_{\nu} l} \quad (2)$$

(см. Бугера — Ламберта — Бера закон); здесь  $\Phi_{\nu 0}$  — световой поток, входящий в поглощающее вещество, а  $\Phi_{\nu l}$  — выходящий из него после прохождения слоя толщины  $l$ . Экспериментальное определение производится на основе ур-ния (2); в наиболее точном методе спектрофотометром измеряется отношение  $\Phi_{\nu 1}/\Phi_{\nu 2} = \exp[k_{\nu}(l_2 - l_1)]$ , характеризующее относит. ослабление светового потока при прохождении светом слоев вещества соответственно толщине  $l_1$  и  $l_2$ . Этот метод позволяет исключить погрешности измерений, связанные с отражением и рассеянием света на границах сред. Для характеристики величин П. с. разными веществами удобно ввести понятие пробега излучения, определив его как расстояние  $l_e = 1/k_{\nu}$ , на к-ром световой поток ослабляется в  $e \approx 2,72$  раза.

Типичные значения показателя поглощения веществ.

Вещество	Длина волны $\lambda$ (в мк)	Показатель поглощения $k_{\lambda}$	Пробег излучения $l_e$ (в см)	Пробег излучения в длинах волн $l_e/\lambda$
Вода . . . . .	0,770	0,0024	42	550 000
Стекло:				
а) тяжелый флинт . . . . .	0,450	0,0046	22	500 000
б) темное нейтральное . . . . .	0,546	10,0	0,01	180
Смола . . . . .	0,516	140	0,0007	13
Графит . . . . .	0,436	20 000	0,000005	0,11
Золото . . . . .	0,546	80 000	0,0000012	0,022

Зависимость  $k_{\nu}$  от частоты света — селективность П. с. — определяет спектр поглощения.

Спектр поглощения разреженных атомарных газов имеет вид ряда дискретных линий разной интенсивности, частоты к-рых определяются строением системы энергетич. уровней внешних электронов атомов.

У изолированных молекул (разреженные молекулярные газы) система электронных энергетич. уровней дополняется системой колебат. и вращат. уровней, соответствующих колебаниям атомов в молекуле и вращению молекулы как целого. Этим объясняется наличие в спектрах поглощения молекул большого числа тесно расположенных и определенным образом сгруппированных линий (т. н. полосатый спектр, см. *Молекулярные спектры*).

Вид спектра поглощения веществ в конденсированном состоянии в сильной степени зависит от межмолекулярных взаимодействий, влияющих на структуру энергетич. уровней. У жидкостей, как правило, в спектре поглощения остаются лишь слабые следы линейчатой структуры; в спектре возникают также новые полосы поглощения, связанные с образованием ассоциатов и т. п. Аналогичный вид имеют и спектры поглощения растворов, причем характер спектра существенно зависит от природы растворителя (рис. 1).

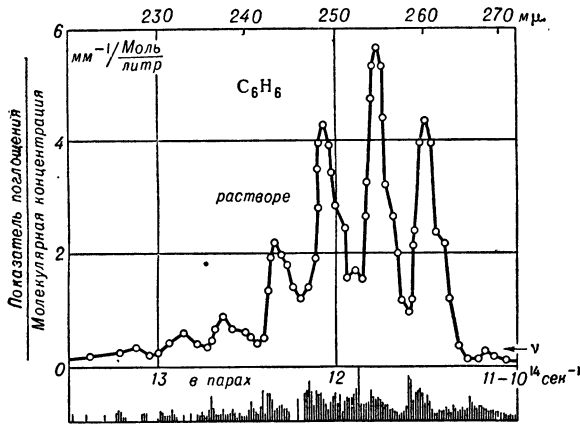


Рис. 1. Сравнение спектров поглощения бензола в пентане (вверху) и паров бензола при давлении 50 мм рт. ст.

Для растворов (газовых и жидких)  $k_\nu$  обычно пропорционально концентрации растворенного вещества, поглощающего свет. Отклонение от пропорциональности свидетельствует, как правило, о происходящих в растворе физико-химич. изменениях (ассоциация, образование димеров или полимеров, переход в коллоидное состояние и т. п.) или о сильных межмолекулярных взаимодействиях, напр. миграции энергии и т. п.

В спектрах кристаллич. веществ наблюдаются новые линии и полосы поглощения, объясняемые своим возникновением колебаниям решетки, экситонам и др. причинам (см. *Спектроскопия кристаллов*).

Металлы обладают сильным и сравнительно малоселективным поглощением почти во всем оптич. диапазоне (рис. 2). Только в далеком ультрафиолете они становятся прозрачными, а затем обнаруживают широкие полосы поглощения, вызванные переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости (см. *Металлооптика*).

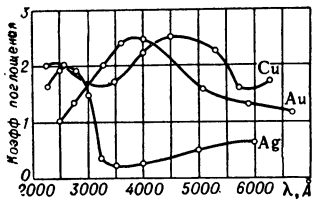


Рис. 2. Поглощение света металлами (зависимость коэф. поглощения от длины волны излучения).

Полупроводники обычно прозрачны в далекой инфракрасной области: граница поглощения у них расположена в красной или ближней инфракрасной областях. Около этой границы иногда наблюдается линейчатый спектр поглощения (см. *Оптические явления в полупроводниках*).

Квантовая теория П. с. связывает плотность энергии падающего на вещество монохроматич. излучения с вероятностью поглощения частицы вещества (атомом, молекулой) кванта энергии (фотона):  $w_{nm}(\nu) = \rho_\nu B_{nm} K(\nu, \nu_{nm})$ , где  $w_{nm}$  — вероятность перехода частицы с энергетич. уровня  $E_n$  на более высокий уровень  $E_m$  (обусловленного поглощением кванта  $h\nu = E_m - E_n$ );  $\rho_\nu = n_\nu h_\nu$  — плотность энергии ( $n_\nu$  — плотность фотонов данной частоты  $\nu$ );  $B_{nm}$  — Эйнштейна коэффициент поглощения;  $K(\nu, \nu_{nm})$  — ф-ция, выражающая зависимость  $w_{nm}$  от  $\nu$ . С учетом восполнения энергии первичного пучка возникающим в веществе индуцированным излучением мощность  $P_\nu$  лучистой энергии, поглощенной единицей объема, составляет (без учета рассеяния)

$$P_\nu = h\nu B_{nm} \rho_\nu (g_n N_n - g_m N_m) K(\nu, \nu_{nm}),$$

где  $N_m$  и  $N_n$  — число частиц в единице объема в состояниях с энергиями  $E_m$  и  $E_n$ ;  $g_n$  и  $g_m$  — статистические веса этих состояний. Для свободного излучателя, напр. атома,  $K(\nu, \nu_{nm})$  заметно отличается от нуля лишь в узком интервале частот вблизи  $\nu_{nm}$ , что объясняет наличие спектральных линий поглощения. В узком интервале охватываемых спектральной линией частот (см. *Ширина спектральных линий*) П. с. характеризуется приближенно величиной

$$\int k_\nu d\nu = h\tilde{\nu} B_{nm} g_n N_n [1 - (g_m N_m / g_n N_n)],$$

где  $\tilde{\nu}$  — нек-рая средняя частота, близкая к  $\nu_{nm}$  [2,4]. Отсюда видно, что  $k_\nu$  зависит, вообще говоря, от  $\Phi$ , т. к.  $N_m$ , а следовательно, и  $N_n$  от него зависят. В обычных оптич. средах при не слишком высоких интенсивностях падающего света  $N_m \ll N_n$  и  $k_\nu$  не зависит от  $\Phi$ , т. е. выполняется закон Бугера. Можно создать условия (см. *Квантовые усилители, Оптический генератор*), при к-рых  $N_m > N_n$  и  $k_\nu < 0$ , т. е. наблюдается «отрицательное поглощение» — свет, прошедший через вещество, усиливается за счет энергии, полученной веществом от внешнего источника.

Для обычных спектральных линий зависимость  $K(\nu, \nu_{nm})$  имеет, как сказано, резонансный характер; в то же время, строго говоря, для излучения любой частоты  $K(\nu, \nu_{nm})$  и  $k_\nu$  отличны от нуля [ф-ция  $K(\nu, \nu_{nm})$  — асимптотична]. Поэтому по мере увеличения оптич. толщины слоя  $k_\nu l$  (т. е.  $N_n$  или  $l$ ) меняется характер взаимодействия света с веществом (см. *Поглощения функция*). Если при очень малых  $k_\nu l$  слой вещества прозрачен для всех частот, кроме  $\nu = \nu_{nm}$ , то с ростом  $k_\nu l$  П. с. будет расти и существенно отличаться от нуля на все большем участке частот — линия поглощения будет расширяться. При  $k_\nu l \gg k_\nu l_e$  тело для данной частоты становится полностью поглощающим — «абс. черным в линии»; для этой частоты наступает термодинамич. равновесие между излучением и веществом во внутр. областях тела (т. е. для  $l > l_e$ ). При очень больших  $k_\nu l$  среда поглощает излучение всех частот как абсолютно черное тело.

П. с. в макроскопич. оптике учитывается введением в ур-ния Максвелла комплексной диэлектрич. проницаемости  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ , где  $\epsilon'' = \epsilon_{д.п.} + 2\sigma/\nu$  (член  $\epsilon_{д.п.}$  включает все виды поглощения, связанные с диэлект-

рич. потерями,  $\sigma$  — проводимость). Комплексный показатель преломления  $\tilde{n}$  связан с  $\epsilon$  соотношением  $\tilde{n}^2 = \epsilon' + i\epsilon'' = (n + ix)^2$ , а с комплексным вектором рефракции  $m = m' + im''$  соотношением  $m^2 = \tilde{n}^2$ . Если ввести  $|m'| = n_\chi$  и  $|m''| = \kappa_\chi$ , то  $n_\chi^2 - \kappa_\chi^2 = n^2 - \kappa^2$ ;  $2n_\chi\kappa_\chi\cos\chi = 2n\kappa$ ; угол  $\chi = (m' \wedge m'')$ . Здесь, соответственно,  $n$  и  $\kappa$  — главные показатели преломления и поглощения (для  $\chi = 0$ ), а  $n_\chi$  и  $\kappa_\chi$  — показатели при угле  $\chi$ . Связь между  $n$  и  $\kappa$  рассматривается в теории дисперсии света.

Электромагнитные волны, распространяющиеся в поглощающем веществе по направлению  $x$ , описываются выражением

$$E = E_0 \exp(-2\pi\nu m'' x/c) \exp\{i2\pi\nu [(m'x/c) - t]\}, \quad (4)$$

где  $c$  — скорость света,  $t$  — время. Это — неоднородные затухающие волны, в которых поверхности равных амплитуд ( $m'' = \text{const}$ ) и равных фаз ( $m' = \text{const}$ ) не параллельны и составляют друг с другом угол  $\chi$ . Амплитуды убывают с углублением волны в веществе. Из (4) следует, что  $k_\nu = 4\pi\nu\kappa_\chi/c$ . На измерениях П. с. в различных областях спектра основан метод хим. анализа, т. н. абсорбционный спектральный анализ. Идентификация веществ в этом методе основывается на том, что спектр поглощения — индивидуальное и характерное свойство атомов или молекул вещества, благодаря чему по спектру удается надежно установить как молекулярный состав, так и количественное содержание отдельных компонентов в смесях. Абсорбционный спектральный анализ позволяет в ряде случаев обнаружить вещество в количестве до  $10^{-9}g$ , а примесь — в концентрации  $10^{-4}$ – $10^{-6}\%$ . Вид спектра П. с. удается также связать с хим. структурой вещества, определить в молекулах наличие определенных связей, получить представление о внутр. поле в веществе, установить характер движения электронов в металлах, выявить структуру зон в полупроводнике (см. *Инфракрасная спектроскопия, Колебания кристаллических решеток, Ассоциация молекул, Водородная связь*). Показатель поглощения можно определять как в проходящем, так и в отраженном свете, ибо интенсивность и поляризация при отражении зависят от  $k_\nu$ . Для сильных поглотителей (в особенности металлов) применим почти исключительно последний способ.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Ельшиевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 3) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 4) Митчелл А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М. — Л., 1937; 5) Давыдов А. С., Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, Киев, 1951; 6) Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; 7) Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; 8) Абсорбционная спектроскопия. Сб. статей, пер. с англ., М., 1953; 9) Шипловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 10) Advances in molecular spectroscopy, 1962, v. 1, p. 104. В. А. Кизель.

**ПОГЛОЩЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ** ( $\alpha$ ) — отношение потока излучения, поглощенного данным телом, к потоку излучения, упавшего на него (ГОСТ 7601—55). Если коэфф. отражения тела равен  $\rho$ , а коэфф. пропускания  $\tau$ , то  $\alpha = 1 - \rho - \tau$ . П. к. определяется свойствами тела, состоянием его поверхности и зависит от распределения энергии в спектре излучения, а также от направленности излучения (см. *Кирхгофа закон излучения, Поглощение света*).

**ПОГЛОЩЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЬ** ( $k$ ) — величина, обратная расстоянию, на котором поток монохроматич. излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется в результате поглощения в веществе в  $e$  (натуральный П. п.) или в 10 (десятичный П. п.) раз (ГОСТ 7601—55). П. п. измеряется в  $см^{-1}$  или  $м^{-1}$ . Зависи-

мость П. п. от частоты излучения наз. спектром поглощения вещества. Наряду с величиной  $k$  применяется также величина  $\kappa = k\lambda/4\pi$ , где  $\lambda$  — длина волны в веществе, соответствующая мнимой части комплексного показателя преломления (см. *Красца интеграл поглощения, Поглощение света*).

**ПОГЛОЩЕНИЯ ФУНКЦИЯ** — ф-ция, описывающая зависимость поглощающей способности слоя вещества от его количества  $m$  на пути светового пучка для монохроматич. света. По определению, П. ф.  $A(m) = [I_0 - I(m)]/I_0$ , где  $I_0$  и  $I(m)$  — яркости светового пучка при входе в слой и выходе из него. Для монохроматич. света частоты  $\nu$  согласно *Бугера — Ламберта — Бера закону*

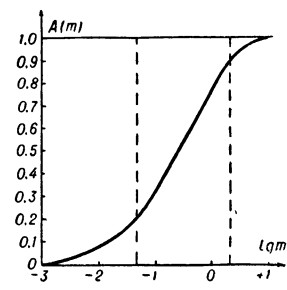
$$A(m) = 1 - e^{-k(\nu)m}, \quad (1)$$

где  $k(\nu)$  — показатель поглощения вещества, отнесенный к единице его массы. Для спектрального интервала  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$

$$A(m) = 1 - \frac{\int_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} I_0(\nu) e^{-k(\nu)m} d\nu}{\int_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} I_0(\nu) d\nu}$$

существенно зависит от величины  $\Delta\nu$  и характера изменения с  $\nu$  величин  $I_0$  и  $k$ . Если в интервале  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$   $I_0$  и  $k$  слабо зависят от  $\nu$ , то сохраняется ф-ла (1), в которой  $k(\nu)$  заменяется средним значением  $k_{\text{ср}}$ , слабо зависящим от  $m$  (эффект Форбса). При  $k(\nu)m \ll 1$  во всем интервале  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$   $A \sim m$ , т. е. на нее не влияет характер ф-ций  $I_0(\nu)$  и  $k(\nu)$ . В остальных случаях зависимость  $A(m)$  нуждается в спец. исследовании. В частности, при независимости  $I_0$  от  $\nu$  для одиночной линии поглощения с дисперсионным контуром и полушириной  $d \ll \Delta\nu$  при не слишком малых  $m$  приближенно  $A \sim \sqrt{m}$ . На рис.

изображена П. ф.  $A(m)$  для спектрального интервала  $677,5$ – $682,5$   $см^{-1}$  полосы поглощения углекислого газа в окрестности  $15$   $мк$  при  $T = 300^\circ K$  [ $m$  — количество  $CO_2$  на пути светового луча, выраженное как толщина слоя (в  $см$ ), который занял бы газ при  $T = 273,15^\circ K$  ( $0^\circ C$ ) и давления  $760$   $мм$   $рт.$   $ст.$ ]. Область применимости закона квадратного корня



выделена на рис. пунктирными линиями. Исследования моделей полос поглощения,

соответствующих статистич. распределению однокровных линий поглощения по частотам, статистич. распределению по интенсивностям эквидистантных линий и случайному наложению неск. групп эквидистантных линий одинаковой интенсивности, показали, что во всех этих случаях в нектором достаточно широком интервале изменения  $m$ , зависящем от структуры полосы поглощения и величины  $\Delta\nu$ , приближенно соблюдается закон  $A \sim \sqrt{m}$ . Вывод этот хорошо подтверждается экспериментом. Т. к. структура полосы поглощения может зависеть от темп-ры и давления поглощающего газа, изменения этих величин сказываются на П. ф.

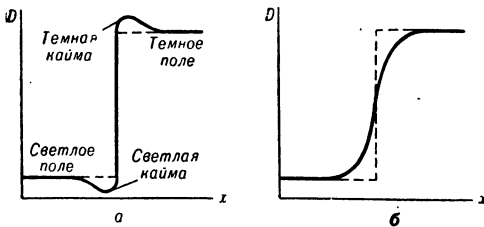
Определение П. ф. различных полос поглощения имеет большое значение для инфракрасной спектроскопии; для исследований радиационного теплообмена (в топках. в атмосфере и т. п.), а также для оптич.

приборостроения (оптич. газоанализаторы, оптико-акустич. приемники света и др.).

Лит.: 1) Кондратьев К. Я., Перенос длинноволнового излучения в атмосфере, М.—Л., 1950, гл. 1; 2) Гудж и Р. М., Физика стратосферы, пер. с англ., Л., 1958; 3) Elsasser W. M., Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere, 2 ed., Milton, 1942. Г. В. Розенберг.

**ПОГОДА** — состояние атмосферы, обусловленное физ. процессами, происходящими в ней под влиянием притока солнечной энергии и при взаимодействии с поверхностью Земли. Элементы, характеризующие П.: темп-ра и влажность воздуха, облачность, осадки, ветер, метели, грозы, туманы и т. д.

**ПОГРАНИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ** проявления (микрорезультаты проявления) — аномалии фотоаграфич. проявления на границе между сильно и слабо экспонированными участками и на очень малых по размерам элементах фотоаграфич. изображения сравнительно с большими равномерно экспонированными участками. Эти аномалии обусловлены ограниченной скоростью диффузии компонентов проявителя (см. *Проявление фотоаграфическое*) в желатиновый эмульсионный слой и продуктов реакции восстановления из этого слоя в окружающий проявитель. Медленность процесса подачи восстанавливающего раствора в слой по сравнению с хим. реакцией восстановления галогенного серебра приводит к тому, что сильно экспонированные протяженные поля, где восстанавливается много галогенного серебра, проявляются более истощенным проявителем, чем слабо экспонированные поля тех же размеров: при одинаковой степени засветки слоя относительно большие поля проявляются менее энергично, чем маленькие. В результате оптич. плотность почернения у маленьких полей оказывается большей, чем у протяженных. На краю изображения — на границе между слабо и сильно экспонированными полями — происходит диффузия компонентов проявителя, находящегося в эмульсионном слое, вдоль поверхности слоя. В результате проявление темного поля близ границы происходит усиленно, а светлого поля — ослабленно. Эффект образования темной каймы на краю темного поля и светлой на краю светлого поля (рис., а) наз. иногда линиями Макки, или эффектом Эбергарда.



Пространственное распределение оптич. плотности почернения на краю фотоаграфич. изображения полуплоскости. Силосная линия на рис. а — при гипотетич. отсутствии эффекта рассеяния света в эмульсионном слое и при наличии пограничного эффекта проявления; на рис. б — при наличии рассеяния света и при гипотетич. отсутствии пограничного эффекта проявления. Пунктир на рис. а и б — при наложении обоих эффектов.

П. э. тем более выражены, чем больше контраст наложенного на эмульсионный слой оптич. изображения, чем больше резкость края изображения, чем более истощаем проявитель (разбавленные проявители, проявители с едкой щелочью и т. п.). Интенсивное перемешивание проявителя около поверхности эмульсионного слоя во время проявления и проведение последнего по возможности до достижения макс. значения контрастности коэффициента ослабляет П. э., редко устраняя его полностью. П. э. действуют

в направлении, обратном красному эффекту светорассеяния в эмульсионном слое при экспонировании (рис., б); если этот последний уменьшает резкость фотоаграфич. изображения, то П. э. ее увеличивает. При определенных условиях один эффект может компенсировать другой и распределение оптич. плотности на краю изображения получается близким к ожидаемому, исходя из распределения наложенных на слой экспозиций (пунктирная линия на рис. а и б). К П. э. относится также *Костинского явление*.

Лит.: Миэ К., Теория фотоаграфического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. XXI. Ю. Н. Гороховский.

**ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ** — область потока вязкой жидкости (газа) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной и соответственно резким изменением по толщине количества переносимой потоком физ. величины. Таков, напр., динамич. П. с., образующийся на поверхности обтекаемого тела (рис. 1) при больших значениях Рейнольдса числа  $Re$  потока, внешнего по отношению к П. с. В динамич. П. с. происходит резкое изменение скорости жидкости (газа) относительно тела от нуля на поверхности тела до скорости порядка скорости набегающего потока на внешней границе П. с. По определению числа  $Re$ , его увеличение выражает возрастание инерционных сил, связанных с переносом количества движения во внешнем потоке посредством конвекции, по сравнению с вязкими силами, обусловленными переносом количества движения посредством молекулярных процессов. Соотношение этих двух видов переноса определяет основной факт уменьшения толщины П. с. с ростом  $Re$ .

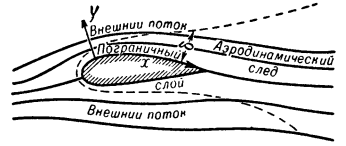


Рис. 1. Пограничный слой вокруг обтекаемого тела (граница его указана пунктиром).

Примером П. с. является аэродинамический след — область подторможенной жидкости (сошедший с тела П. с.), возникающая позади обтекаемого тела (рис. 1). В области следа скорости стремятся выравняться за счет взаимодействия с внешним потоком и достигнуть вновь скорости внешнего потока. В «начальном участке» входа струи в неподвижную жидкость (рис. 2) эффект вязкости сосредоточивается в П. с. на периферии струи; затем в вязкое торможение струи внешним потоком постепенно вовлекаются частицы струи, находящиеся в областях все более и более близких к оси струи, так что в конце концов вся струя становится П. с.

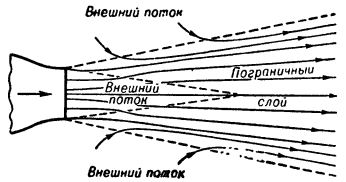


Рис. 2. Пограничный слой затопленной струи (граница его указана пунктиром).

Наряду с динамич. П. с. в зависимости от дополнительных обстоятельств (наличие разности темп-р между набегающим потоком и поверхностью тела или струй, растворимость поверхности тела или, наоборот, абсорбционные ее свойства, разрушение поверхности тела путем уноса — абляции или сублимации — и др.) могут существовать тепловые, диффузионные и др. П. с. В тепловом, или температурном, П. с. наряду с конвективным переносом тепла (см. *Конвективный теплообмен*) имеет место кондукционный перенос — теплопроводность, а роль определяющего обмен критерия играет тепловое Пекле число  $Pe$  или равное ему произведение числа  $Re$  на Прандтля число  $Pr$ . В диффузионном, многокомпонентном П. с. (см. *Диф-*



физия) конвективный перенос нек-рой примеси сопровождается кондуктивным переносом — диффузией. Характеризующим процесс числом в этом случае является диффузионное число  $Pe$ , аналогичное обычному числу  $Pe$ , но образованное заменой коэфф. теплопроводности на коэфф. диффузии, или равное этому числу произведение числа  $Re$  на Шмидта число  $Sc$ .

Понятие «П. с.» расширено на многие др. физич. явления (электромагнитный П. с.), связанные, а иногда и не связанные с наличием потока среды (П. с. в магнитной гидродинамике).

В простейших случаях (малые разности темп-р, концентраций и др.) динамич. П. с. можно считать независимым от остальных П. с. В общем же случае необходимо учитывать взаимодействия П. с. различной физич. природы и при этом пользоваться характеризующими его взаимодействия числами  $Pr$ ,  $Sc$  и др. Помимо П. с., образование к-рого обусловлено набегающим на тело потоком (либо собств. движением тела в среде, распространяющейся в неподвижной среде струей и т. п.), приходится иметь дело также с П. с., возникающими в результате «свободной» конвекции, к-рая создается объемной подъемной силой за счет разности плотностей среды в различных точках потока. Движения в такого рода П. с. характеризуются Архимеда числом  $Ar$ , к-рое в этом случае приобретает роль определяющего критерия. Если изменение плотности вызвано неизоотермичностью потока, то основными становятся процессы в температурном П. с. и определяющим критерием, вместо  $Re$ , будет Грасгофа число  $Gr$ . Таков, напр., П. с., наблюдаемый вблизи вертикальной плиты, подогреваемой изнутри. П. с. со свободной конвекцией играют особую роль в вопросах отопительно-вентиляционной техники.

В отличие от внешнего потока, внутри П. с. благодаря большим значениям нормальных к направлению потока производных от переносимой величины конвективный и кондукционный обмен имеют одинаковый порядок.

Малость толщины П. с. позволяет упростить выражения кондукционных членов в ур-ниях динамического, температурного, диффузионного и др. П. с., а также пренебрегать поперечным к потоку перепадом давления. Поэтому понятие «П. с.» очень важно для практики: только благодаря схеме П. с. удалось разработать простые инженерные приемы расчета сопротивления движению тел в жидкости и газе, подъемной силы крыла самолета, теплоотдачи поверхности нагрева, разрушения поверхности тела в потоках больших скоростей и мн. др.

В зависимости от внутр. структуры течения среды в П. с. различают ламинарный и турбулентный П. с. В турбулентном П. с. под конвективным обменом понимаем обмен, производимый средним потоком, а под кондукционным — турбулентную диффузию, осуществляемую поперечными к направлению осредненного потока пульсациями.

Некоторые общие свойства П. с. Подтормаживание жидкости (газа) в П. с. приводит к расширению трубок тока и оттеснению от поверхности тела линий тока, к-рые имели бы место при безвихревом обтекании тела идеальной средой. Это явление наз. «обратным влиянием» П. с. на внешний поток. Величина оттеснения линий тока растет с удалением от поверхности тела и на внешней границе ( $y = \delta$ ) П. с. достигает значения

$$\delta^* = \int_0^{\infty} [1 - \rho u \rho_e u_e] dy.$$

Здесь  $\delta$  — толщина динамич. П. с., определяемая как такое расстояние от поверхности тела, на к-ром

продольная скорость внутри П. с. становится приближенно равной скорости во внешнем потоке. Строго говоря, это выравнивание скоростей происходит асимптотически на бесконечном удалении от поверхности тела, что и отмечено в верхнем пределе интеграла. Имеющая размерность длины величина  $\delta^*$  удовлетворяет условию равенства расхода  $\rho_e u_e \delta$  внешнего потока через сечение  $\delta$  и «потерянного» из-за вязкого

торможения среды в П. с. расхода  $\int_0^{\delta} (\rho_e u_e - \rho u) dy$  ( $\rho_e$  — плотность жидкости вне П. с.,  $u_e$  — продольная скорость там же,  $\rho$ ,  $u$  — текущие значения тех же величин в П. с.).

Если поверхность тела и сходящую с нее вниз по потоку нулевую линию тока нарастить по нормали на местные значения  $\delta^*$ , то распределение давления по поверхности «нового» тела в потоке идеальной жидкости (газа) совпадает с действит. распределением давления по поверхности старого тела в потоке реальной жидкости (газа). Величина  $\delta^*$ , отражающая, с одной стороны, потерю расхода в П. с., а с другой — дополнит. вытеснение телом окружающей его жидкости, принимается за одну из условных толщин П. с. и наз. «толщина вытеснения». Аналогично вводится еще одна условная толщина П. с. — «толщина потери импульса»

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy,$$

к-рая связана с  $\delta^*$  и напряжением трения  $\tau_w$  на поверхности тела ур-нием импульсов, в случае несжимаемой жидкости имеющим вид:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{1}{u_e} \frac{du_e}{dx} (2\delta^{**} + \delta^*) = \frac{\tau_w}{\rho u_e^2}. \quad (1)$$

Размеры  $\delta$ ,  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  в случае ламинарного П. с. на продольно обтекаемой пластине относятся между собой примерно как 8 : 2,5 : 1.

Наряду с «толщинами» динамич. П. с. вводят также «толщины» теплового, диффузионного и др. П. с., имеющие также смысл «толщин потерь» нек-рых физич. величин (теплосодержания, концентрации и пр.) из-за наличия соответствующего П. с. Эти «толщины» выражаются интегралами того же вида, что и в случае динамич. П. с., но заключающими в себе наряду со скоростями еще темп-ры, концентрации и др. В зависимости от величины чисел  $Pr$ ,  $Sc$  и др. «толщины» теплового, диффузионного и др. П. с. могут быть больше, меньше или равны аналогичным им по структуре «толщинам» динамич. слоя. Если числа  $Pr$ ,  $Sc$  и др. могут быть приняты равными единице, а продольный перепад давления отсутствует, то безразмерные профили скоростей в сечениях П. с. совпадают с безразмерными профилями перепада темп-р (при больших скоростях темп-р торможения), концентраций и др. (закон подобия), а одинаковые по структуре «толщины» слоев равны между собой. Если числа  $Pr$ ,  $Sc$  и т. п.  $> 1$ , то соответствующие тепловые, диффузионные и др. «толщины» меньше динамических, в противном случае — больше.

При обтекании под малыми углами атаки тонких, слабо изогнутых тел «обратным влиянием» П. с. можно пренебречь и рассматривать обтекание как безвихревое обтекание идеальной жидкостью. В общем случае «обратное влияние» приводит к заметному отклонению действительного распределения давлений по поверхности тела от теоретического, к-рое наблюдалось бы при отсутствии П. с. (рис. 3).

При движении вязкой жидкости или газа сквозь тонкий П. с. давление по сечению слоя одинаково и меняется лишь от сечения к сечению. Это основное

свойство П. с. приводит к тому, что распределения давления по поверхности тела и по внешней границе П. с. совпадают. При дозвуковых движениях, даже при наличии «обратного влияния» П. с. на внешний поток, распределение давления по поверхности тела сохраняет свой общий характер, соответствующий безвихревому обтеканию идеальной жидкостью.

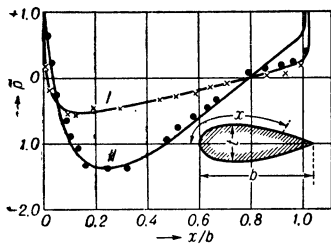


Рис. 3. Распределение коэфф. давления  $\bar{p} = (p - p_\infty) (\rho U_\infty^2 / 2)$  по поверхности двух крыловых профилей равной толщины;  $I - l/b = 15\%$  — совпадение с теоретич. распределением (сплошная линия) хорошее;  $II - l/b = 40\%$  — экспериментальные точки в кормовой области заметно отходят от теоретич. кривой.

В этом случае в П. с. можно выделить: 1) область ускоренного движения, или конфузорный участок, расположенный между лобовой точкой разветвления потока  $O$  (рис. 4), где давление максимально и равно скоростному напору внешнего потока, и точкой минимального давления  $M$ ; 2) область замедленного движения, или диффузорный участок, — вниз по потоку за точкой  $M$ .

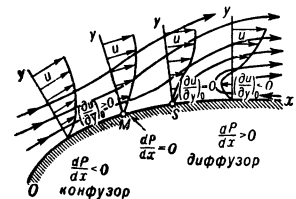


Рис. 4. Схема отрыва пограничного слоя.

При достаточно резком перепаде давления, действующем в диффузорном участке и направленном против потока, жидкость внутри П. с. не только замедляет свое движение, но может даже повернуть вспять, помешав при этом плавному обтеканию поверхности тела и вызвав в точке  $S$  диффузорной области отрыв П. с. от поверхности тела. Предотвращение отрыва П. с. — одна из актуальных проблем технич. гидроаэродинамики, т. к. образующиеся за точкой отрыва сложные вихревые движения связаны с неизбежными потерями механич. энергии, снижающими качество летательных аппаратов (резкое падение подъемной силы, возрастание сопротивления), кпд турбомашин и др.

Вся область П. с. вдоль по потоку может быть разделена на три участка: ламинарный, турбулентный и переходный, где движение из ламинарного превращается в турбулентное (рис. 5). При этом внутри турбулентного, а частично и переходного участка в непосредственной близости к стенке сохраняется тонкая область устойчивого ламинарного движения — т. н. ламинарный подслой.

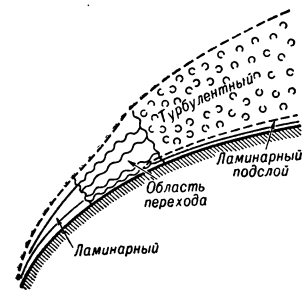


Рис. 5. Структура потока в пограничном слое.

Наиболее изучены П. с., полностью ламинарные, т. к. в этом случае задача может быть точно поставлена и разрешена обычными математич. методами. Дифференциальные ур-ния плоского движения несжимаемой жидкости в области ламинарного П. с. имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

где  $x, u$  — продольные, а  $y, v$  — поперечные координаты и скорости внутри П. с.,  $\nu$  — коэфф. кинематич. вязкости. Ур-ния (2) должны быть разрешены при граничных условиях прилипания жидкости к поверхности тела и обращения  $u(x, y, t)$  в заданную скорость на внешней границе П. с.  $u_e(x, t)$  при  $y \rightarrow \infty$ ; эта скорость связана с давлением Эйлера уравнением в случае нестационарного П. с., а в случае стационарного П. с. — Бернулли уравнением. Для П. с. типа струи или следа за телом необходимо ставить нек-рые дополнит. интегральные условия (сохранения количества движения струи, равенство потерь импульса в следе сопротивлению тела, «след» к-рого рассматривается). В более строгой постановке задач П. с. необходимо задавать также профиль скоростей в нек-ром «начальном» сечении П. с. В случае нестационарного П. с. к граничным условиям присоединяются еще начальные условия, выражающие распределение скоростей в П. с. в начальный момент времени.

При рассмотрении процессов в тепловом или диффузионном П. с. в несжимаемой жидкости к ур-ниям (2) присоединяются соответственно: ур-ние распространения тепла

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}; \quad a = \frac{\nu}{Pr} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (3)$$

или ур-ние диффузии

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}; \quad D = \frac{\nu}{Sc} \quad (4)$$

( $T$  — абс. темп-ра,  $a$  — коэфф. температуропроводности,  $\lambda$  — коэфф. теплопроводности жидкости,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $c$  — концентрация примеси,  $D$  — коэфф. диффузии).

Более сложны ур-ния ламинарного П. с. в потоках газа больших до- и сверхзвуковых скоростей. В этих условиях физич. свойства газа (плотность, вязкость, теплопроводность, теплоемкость, диффузия) перестают быть постоянными и требуют знания ур-ний состояния: Клапейрона уравнения, Сатерленда формулы или др. Вместе с тем, в ур-ниях (3) и (4) появляются дополнит. члены, характеризующие диссоциацию механич. энергии, диссоциацию и рекомбинацию молекул газа, термодиффузию, а также влияние химич. превращений, вызывающих возникновение в газе новых компонентов и сопровождающихся выделением или затратой тепла. Применение преобразований переменных позволяет иногда упростить задачу, сведя ее к случаю несжимаемой жидкости. Если при продольном обтекании пластины зависимость динамич. коэфф. вязкости  $\mu$  от абс. темп-ры газа выражается степенным законом с показателем  $n$ , то местный коэфф. трения  $c_f$  на поверхности пластины определяется соотношением

$$c_f \sqrt{Re_x} = f(M_\infty, Pr, T_w/T_\infty, k, n); \quad Re_x = U_\infty x / \nu_\infty;$$

$\rho_\infty, U_\infty, \nu_\infty$  — плотность, скорость и кинематич. коэфф. вязкости набегающего потока,  $T_w/T_\infty$  — температурный фактор, равный отношению темп-р на поверхности пластины и вдали от нее,  $k = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей,  $M_\infty$  —  $M$ -число,  $x$  — расстояние от передней кромки пластины. Для несжимаемой жидкости ( $M_\infty = 0$ ), а также для газа при  $n = 1$  (сравнительно небольшие темп-ры) ф-ция  $f$  представляет постоянную величину, равную 0,664, а для газа при  $n \neq 1$  может быть с достаточной точностью представлена в виде

$$f = 0,664 [0,45 + 0,55 T_w/T_\infty + \frac{n-1}{+ 0,09 (k-1) M_\infty^2 \sqrt{Pr}}]^2,$$

если задан темп-рный фактор, и

$$f = 0,664 [1 + 0,365 (k - 1) M_\infty^2 \sqrt{Pr}]^{\frac{n-1}{2}}$$

если пластина теплоизолирована, т. е. используется, напр., как пластинчатый термометр. Аналогичные ф-лы имеют место и для полного коэфф. сопротивления  $C_f$ , определяемого как отношение полного сопротивления трения пластины к скоростному напору набегающего потока и длине пластины. В этом случае множитель 0,664 заменяется на удвоенное его значение 1,328, а  $Re_x$  на  $Re_\infty = u_\infty L / \nu_\infty$  ( $L$  — длина пластины). При числе  $Pr = 1$  распределение темп-ры в сечении П. с. (темп-ры торможения в случае газа) подобно полю скоростей в том же сечении. Коэфф. теплоотдачи определяется ф-лой для Нуссельта числа  $Nu = \alpha L / \lambda_\infty = (C_f/2) Re_\infty Pr^{1/3} (T_w - T_t) (T_w - T_\infty)$ ,

в к-рой  $C_f$  может быть заменено по ранее указанным ф-лам для коэфф. полного сопротивления, а  $T_t$  — темп-ра пластины при полной ее тепловой изоляции. Асб. толщина ламинарного П. с. имеет порядок  $1/\sqrt{Re}$  и растет вдоль пластины пропорционально  $\sqrt{x}$ .

В теории ламинарного П. с. широко применяются приближенные методы, основанные гл. обр. на использовании ур-ния импульсов (1), аналогичного ур-ния переноса тепла и др. Задаваясь приближенными распределениями продольной скорости, темп-ры или др. физич. величин в форме нек-рых однопараметрич. семейств кривых, близких по форме к действительным, подставляют выбранные распределения в ур-ние (1) или другие аналогичные соотношения. После этого дело сводится к интегрированию системы обыкновенных дифференциальных ур-ний относительно величин, принятых в качестве параметров семейств.

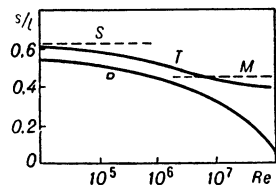


Рис. 6. Взаимное расположение точек: P — потери устойчивости и S — отрыва ламинарного пограничного слоя; T — перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный; M — минимума давления в зависимости от  $Re$  на крыловом профиле.

механизм перехода еще не установлен. Видимому, в области перехода (в обычной практике продольными размерами этой области пренебрегают, заменяя ее одной точкой перехода) большее значение имеет явление перемежаемости во времени ламинарных и турбулентных режимов течения.

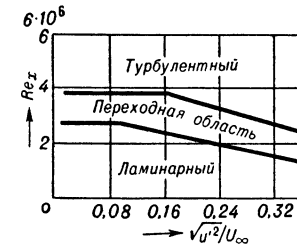


Рис. 7. Относительные размеры областей — ламинарной, переходной и турбулентной — в пограничном слое пластины в зависимости от интенсивности турбулентности набегающего потока (в %).

как к точке отрыва  $S$  ламинарного П. с., при больших же  $Re$  она приближается к точке минимума давления  $M$  и перемещается затем ниже по потоку. Положение и относит. размер переходной области зависят от мно-

гих факторов, главные из к-рых:  $Re$ ,  $M$ -число, интенсивность турбулентности (рис. 7) и вообще турбулентная структура потока, форма поверхности обтекаемого тела, ее шероховатость и мн. др. Если  $Re$ , вообще говоря, уменьшает размеры ламинарного и переходного участков П. с., то при больших значениях  $M$ , превышающих 4—5, происходит обратный процесс увеличения области ламинарного движения. Переход ламинарного П. с. в турбулентный лежит в основе многих важных для практики гидродинамич. явлений: *кризиса сопротивления* плохо обтекаемых тел, масштабного эффекта, существенного при пересчете лабораторных данных по сопротивлению, подъемной силе и др. на натурные условия, проблемы интенсификации теплоотдачи поверхности нагрева и др.

Турбулентный П. с. Отсутствие строгой теории турбулентных движений приводит к тому, что для изучения турбулентного П. с. могут быть применены только приближенные методы, аналогичные упомянутым выше. Отличие от ламинарного П. с. состоит в том, что, во-первых, в качестве профилей скорости в сечениях слоя используются соответствующие турбулентному движению степенные или логарифмич. зависимости, во-вторых, для напряжения трения, количества тепла, переносимого потоком, и др. принимаются приближенные закономерности, заимствуемые или из общей теории турбулентного обмена или непосредственно из опыта, и, в-третьих, тем или другим способом учитываются как динамические, так и тепловые, диффузионные и др. явления, происходящие в ламинарном подслое. Роль экспериментальных данных в теоретич. описании турбулентных П. с. очень велика, что делает все существующие теории полуэмпирическими. В связи с характерными особенностями турбулентных профилей скорости, темп-р и др. по сравнению с ламинарными, законы роста толщины П. с., изменения напряжения трения и др. значительно отличаются от ламинарных. Если

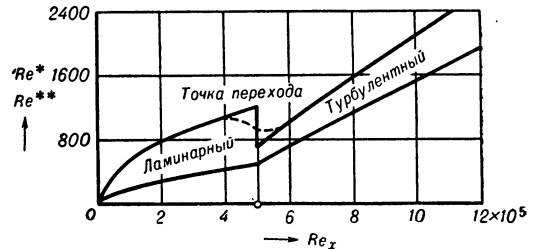


Рис. 8. Изменение «толщин» слоя  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  ( $Re^* = U_\infty \delta^* / \nu$  и  $Re^{**} = U_\infty \delta^{**} / \nu$ ) вдоль поверхности пластины ( $Re_x = U_\infty x / \nu$ ) в турбулентном пограничном слое при наличии ламинарного участка.

в ламинарном П. с. толщины  $\delta$ ,  $\delta^*$ ,  $\delta^{**}$  или соответствующие им числа Рейнольдса  $Re_\delta$ ,  $Re^*$ ,  $Re^{**}$  растут пропорционально  $Re^{1/2}$ , то в турбулентном П. с. (рис. 8) имеет место более быстрый рост, примерно как  $Re^{5/7}$ . Наоборот, коэфф. местного трения  $c_f$  с возрастанием  $Re_x$  падает медленнее, примерно как  $Re_x^{-1/2}$  вместо  $Re_x^{-1/2}$  в ламинарном П. с. (рис. 9).

При наличии в начале поверхности тела ламинарного участка учет влияния его на последующий, турбулентный, производится приближенно путем сращения в точке перехода по к-н. одной, обычной, интегральной характеристике, напр. толщине потери импульса  $\delta^{**}$ . При этом др. характеристики в точке перехода претерпевают разрыв непрерывности; пунктиром показан примерный вид кривых, соответствующих плавному изменению тех же величин в переходной области П. с.

Сравнительно мало еще изучен турбулентный П. с. в газе при больших скоростях, т. к. до сих пор не ясен сам механизм влияния сжимаемости газа, а также процессов диссипации механич. энергии на турбулентный обмен. Существующие чисто практич. методы

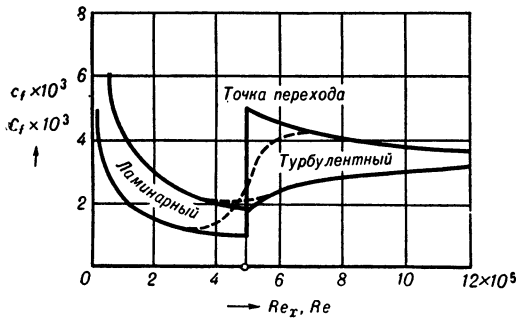


Рис. 9. Изменение коэффициентов местного  $c_f$  и полного  $C_f$  сопротивлений пластины в зависимости от  $Re_x$  и  $Re = U_{\infty} L/\nu$  ( $L$  — длина пластины).

расчета основаны на ряде упрощающих допущений (пренебрежение нек-рыми корреляционными коэфф. пульсаций плотности, темп-ры, скорости и др., а также пока еще неясными специфич. явлениями в подслое), придающих всей теории еще более полуэмпирич. характер, чем в случае несжимаемой жидкости.

Лит.: 1) Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1956; 2) Лойцянский Л. Г., Ламинарный пограничный слой, М., 1962; 3) его же, Аэродинамика пограничного слоя, Л.—М., 1941; 4) Современное состояние аэродинамики больших скоростей, под ред. Л. Хоурата, пер. с англ., т. 1—2, М., 1955—56; 5) Современное состояние гидродинамики вязкой жидкости, пер. с англ., под ред. С. Гольдштейна, т. 1—2, М., 1948; 6) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1959; 7) Laminar boundary layer, ed. L. Rosenhead, L., 1963. Л. Г. Лойцянский.

**ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ** (слоя трения, планетарный пограничный слой) — прилегающий к земной поверхности слой воздуха, свойства к-рого из-за интенсивного турбулентного перемешивания определяются в основном термич. и динамич. воздействиями подстилающей поверхности. Через П. с. а. осуществляется теплообмен и влагообмен между земной поверхностью и расположенной над П. с. а. свободной атмосферой. Для П. с. а. характерна повышенная загрязненность воздуха пылью, дымом и продуктами конденсации. Коэфф. турбулентности в П. с. а. составляет  $10^4$ — $10^5$   $см^2/сек$ , что в  $10^5$ — $10^6$  раз больше коэфф. молекулярной вязкости; поэтому сила турбулентной вязкости в среднем того же порядка, что и отклоняющая сила вращения Земли. Роль турбулентной вязкости особенно велика в самом нижнем, т. н. приземном слое атмосферы.

Толщина П. с. а. — от 300—400 м до 1—2 км. Она тем больше, чем больше шероховатость подстилающей поверхности и чем интенсивнее развита турбулентность, и поэтому увеличивается с усилением ветра и уменьшением термич. устойчивости атмосферы.

Для П. с. а. характерна значительная суточная периодичность (т. н. суточный ход) темп-ры, влажности, ветра и др. метеозаэлементов. Амплитуда суточного хода темп-ры максимальна у земной поверхности (в тропиках — в среднем  $20^\circ$ , а в полярных районах —  $2$ — $3^\circ$ ). Летом она в 3—4 раза больше, чем зимой, а над континентами в 5—6 раз больше, чем над океанами. С ростом высоты эта амплитуда убывает и, кроме того, происходит запаздывание времени наступления максимумов и минимумов, достигающие на верхней границе П. с. а. 2—3 часов.

Скорость ветра внутри П. с. а. растет до высоты 100 м прилб. как логарифм высоты, а далее все мед-

леннее. Около верхней границы П. с. а. ветер становится равным градиентному. Внутри П. с. а. ветер отклонен от изобары в сторону низкого давления на угол  $\alpha$ , тем больший, чем больше шероховатость земной поверхности. Над сушей  $\alpha$  достигает  $35$ — $45^\circ$ , над морем  $25$ — $35^\circ$ . С ростом высоты  $\alpha$  уменьшается, и ветер поворачивается вправо. Суточный ход ветра связан с суточным ходом интенсивности турбулентности. Днем в нижней части П. с. а. скорость ветра увеличивается, а в верхней — убывает по сравнению с ночью. Амплитуда этих изменений равна  $3$ — $5$  м/сек. Угол отклонения ветра в нижней части П. с. а. днем в 2—3 раза меньше, чем ночью, а в верхней части — наоборот. Наиболее велики суточные изменения ветра в горных и прибрежных районах, где из-за неодинаковости нагревания смежных участков подстилающей поверхности возникают т. н. местные ветры (горно-долинные, бризы и др.).

Лит.: 1) Лайхтман Д. Л., Физика пограничного слоя атмосферы, Л., 1961; 2) Тверской П. Н., Курс метеорологии, Л., 1962, гл. 13, 23; 3) Халтинер Дж., Мартин Ф., Динамическая и физическая метеорология, пер. с англ., М., 1960, гл. 14. С. М. Шметтер.

**ПОГРЕШНОСТИ** и з м е р е н и й — численно выражаются разностями между значениями, полученными при измерении, и истинными значениями измеряемых величин (истинным считается наиболее достоверное значение, определяемое спец. методами, см. *Обработка результатов измерений*). Абс. величины таких разностей наз. абсолютными П. (ошибками). П. измерений, выраженные в долях или процентах от истинного значения измеряемой величины, наз. относительными П. Полностью учесть и исключить П. невозможно, однако можно оценить их влияние на результаты измерений и указать пределы П. измерений. По характеру и происхождению, а также по способам оценки и исключения их влияния на результат П. измерений делят на 3 основных класса: систематические, случайные и промахи (грубые ошибки).

Систематическими наз. П., к-рые при многократном измерении одной и той же величины сохраняются постоянными или изменяются по определенному закону (напр., П. измерений вследствие неправомерностей градуировки измерит. приборов или их установок; П., вызванные недостаточной разработкой метода исследования, и т. п.). Числовые значения измеряемых величин, содержащие систематич. П., можно рассматривать как результаты измерений, выполненных с неправильно определенным началом отсчета. Обнаружение, оценка и исключение систематич. П. измерений — одна из главных задач метрологии.

Систематич. П. измерений выявляют экспериментально.

Можно указать следующие наиболее общие приемы исключения систематич. П. измерений: а) предварительное изучение П. и введение соответствующих поправок (проверка мер и измерит. приборов, калибровка и т. д.). Этим приемом определяются поправочные ф-лы и графики, основным средством построения к-рых служат измерения заранее известных величин (эталонов). б) Исключение самого источника П.: тщательная установка измерит. аппаратуры, экранирование и т. д. в) Выполнение измерений различными приборами и по различным методам (напр., измерение ускорения земного тяготения методом свободного падения и методом оборотного маятника). г) Измерение одним методом, но в различных условиях (напр., определение гиромангнитного отношения в слабых и сильных полях). д) Измерение не только самих изучаемых величин, но также их ф-ций (напр., отношений), измеренные значения к-рых используются для корректировки. е) Применение методов, позволяющих

исключить систематич. П. измерений (гл. обр. компенсационных методов измерения). К ним относятся: метод *замещения* [взвешивание на одном плече для устранения неравноплечности весов, компенсация при электр. измерениях (см. *Мостовой метод измерений*)], метод непосредств. компенсации (измерения при двух взаимно противоположных направлениях тока, двукратное взвешивание на разных плечах по Гауссу и др.). Статистич. методами изучения систематич. П. измерений пользуются тогда, когда происхождение систематич. ошибок носит случайный характер или когда точное значение измеряемой величины заранее известно (последний случай встречается при устранении систематич. П. на основании измерения эталонов). О статистич. методах выявления систематич. расхождения нескольких рядов наблюдений см. *Дисперсионный анализ*.

С л у ч а й н ы м и П. измерений наз. неопределенные по своей величине и природе П., обусловленные причинами, зависящими как от измерит. устройства (трение, зазоры, начальные условия движения указателя и пр.), так и от внешних условий (вибрации, колебания темп-ры и др.). При математич. описании в теории ошибок случайные П. измерений трактуются как случайные величины. Они не могут быть исключены опытным путем, но их влияние на результат может быть оценено применением к обработке наблюдений математич. методов статистики. Уменьшения влияния случайных П. измерений достигают многократными измерениями. О статистич. методах выявления и учета случайных П. измерений см. *Наименьших квадратов метод, Корреляция и Оценки статистические*.

П р о м а х а м и, или г р у б ы м и о ш и б к а м и, наз. П. измерений, существенно превышающие по своему значению оправдываемые объективными условиями измерений систематич. и случайные П. (напр., П. вследствие ошибочно отсчитанных или записанных цифр, П., вызванные применением неисправного прибора, и т. д.). Наблюдения, содержащие грубые ошибки, величины к-рых неизвестны, не должны приниматься во внимание как не заслуживающие доверия. Для выявления (а иногда и для устранения) промахов надежным средством является тщательный анализ условий эксперимента, контроль измерит. приборов и вычислит. устройств, параллельный отсчет результатов и их запись несколькими лицами или печатающими устройствами и т. п. Статистич. методы выявления грубых ошибок разработаны недостаточно полно и применяются в тех случаях, когда упомянутый выше анализ экспериментов и их результатов почему-либо затруднителен.

Лит.: 1) М а л и к о в М. Ф., Основы метрологии, М., 1949; 2) Т и х о д е е в П. М., Очерки об исходных (метрологических) измерениях, М.—Л., 1954; 3) Р о м а н о в с к и й В. И., Основные задачи теории ошибок, М.—Л., 1947.

**ПОДВЕС СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ** — устройство, в к-ром сверхпроводящее тело поддерживается во взвешенном состоянии без механич. опор, за счет взаимодействия сверхпроводника с внешним магнитным полем. В П. с. отсутствует трение в «опорах», и он может получить применение в сверхпроводящих гироскопах, акселерометрах, моторах и др. приборах. Впервые «обращенный» П. с. был осуществлен в опыте В. К. Аркадьева (1945 г.) — маленький постоянный магнит свободно повисал над поверхностью сверхпроводящей свинцовой полусферы.

Сверхпроводник, помещенный в магнитное поле  $H$ , «отталкивается» от магнитных силовых линий: на него действует сила, величина к-рой равна плотности энергии поля:  $F = 3,9 \cdot 10^{-5} H^2/8\pi$  г/см<sup>2</sup>. Эффект подвеса возникает, когда  $F$  направлена против силы тяжести и равна весу тела. Поскольку  $H$  не

может превышать величины *критического магнитного поля*  $H_K$ , для получения большой величины подъемной силы нужны сверхпроводники с макс. значениями  $H_K$ : при 4,2°K для Pb  $F_{\max} = 11,8$  г/см<sup>2</sup> ( $H_K = 550$  э), а для Nb  $F_{\max} = 156$  г/см<sup>2</sup> ( $H_K = 2000$  э).

В однородном магнитном поле суммарная сила, действующая на сверхпроводник, равна нулю (по аналогии с гидродинамикой, см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*); поэтому «эффект подвеса» возникает только в неоднородных полях, источниками к-рых могут служить короткие соленоиды, *магниты сверхпроводящие* или кольцевые постоянные магниты. Макс. эффективность П. с. (большие силы и жесткости) достигается при малых зазорах между кольцами (катушками), создающими поле и сверхпроводником, т. к.  $H$  убывает с расстоянием  $\sim r^{-2}$ . В то же время величины  $H_K$  поле достигает сначала у поверхности колец; поэтому целесообразно обмотки сверхпроводящих магнитов делать из материала, величина  $H_K$  к-рого больше, чем  $H_K$  для подвешиваемого тела. Так, при образце из Nb кольца должны быть из NbZr.

В зависимости от формы «подвешиваемого» сверхпроводника П. с. разделяют на плоские, цилиндрические и сферические. Для технич. применения наиболее интересен сферич. П. с., т. к. суммарный момент магнитных сил, действующих на сверхпроводящий шар, равен нулю, и шар под действием этих сил может двигаться только поступательно.

Величина зазора между кольцом и шаром при постоянном  $H$  зависит от веса шара  $P$ , увеличиваясь с уменьшением  $P$ . При малых зазорах, соответствующих  $P_{\max} > P > P_K$ , где  $P_{\max}$  определяется значением  $H_K$  материала кольца, шар может висеть устойчиво в поле одного кольца (рис. 1). При увеличении зазора (уменьшении веса шара до  $P = P_K$ ) П. с. на-

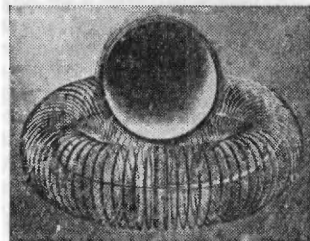


Рис. 1. Сверхпроводящий шар, висющий в поле одного кольца. Показана конфигурация магнитного поля в объеме подвеса.

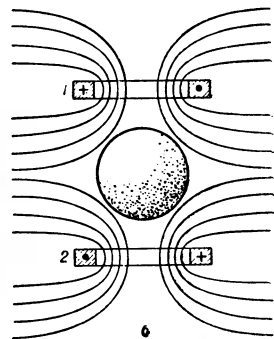
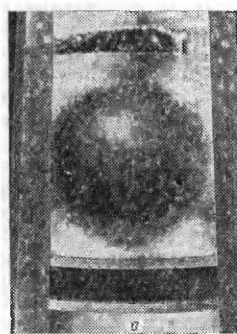


Рис. 2. Сверхпроводящий шар, висющий в поле двух колец (1 и 2); а — фотография; б — конфигурация поля.

рушается. В этом случае для стабилизации П. с. сверху добавляют второе аксиальное кольцо с противоположным направлением тока (рис. 2). Теперь сила, действующая на шар со стороны поля подвеса  $F = F_1 - F_2$ , где  $F_1$  и  $F_2$  — силы, действующие со стороны колец 1 и 2. Для повышения жесткости П. с.

иногда применяют системы, состоящие из различных комбинаций нескольких колец с противоположными направлениями токов — 6 аксиальных колец, охватывающих шар; 6 колец, расположенных по граням куба, в центре к-рого находится сверхпроводящий шар, и т. п.

Лит.: 1) Arkad'jev V., «J. Phys.» (Moscow), 1945, v. 9, № 2, p. 148; его же, «Nature», 1947, v. 160, № 4062, p. 330; 2) Simon I., «J. Appl. Phys.», 1953, v. 24, № 1, p. 19; 3) В u c h n o l d T. A., «Cryogenics», 1961, v. 1, № 4, p. 203; 4) Л а з а р е в а Л. В., «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 2. Л. В. Лазарева.

**ПОДВИЖНОСТЬ электронов и ионов в газе** — отношение средней направленной скорости электронов (ионов)  $u$ , движущихся в электрич. поле в газе, к  $E$  — напряженности поля:  $\mu = u/E$ . Под  $\mu$  понимаем также самый процесс направленного движения заряженных частиц (дрейф заряженных частиц) в газе под действием поля ( $u$  наз. также скоростью дрейфа). На графиках и в таблицах, как правило, дается приведенная  $\mu$ , определяемая соотношением:

$$\mu_0 = \mu p = up/E, \quad (1)$$

где  $p$  — давление газа, приведенное к 0° С.  $\mu$  связана с коэфф. диффузии  $D$  ф-лой Эйнштейна:

$$D, \mu = kT/e,$$

где  $T$  — темп-ра заряженных частиц (в предположении, что они обладают максвелловским распределением),  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона. Определение зависимости  $u$  от  $E$  должно основываться на решении кинетич. ур-ния Больцмана. Однако не только решение, но даже точное написание кинетич. ур-ния наталкиваются на значит. трудности, связанные с многообразием элементарных процессов, в к-рых участвуют рассматриваемые частицы. Поэтому в различных теориях  $\mu$  либо принимают те или иные допущения (учет только упругих процессов, независимость сечения процесса от скорости частиц и т. п.), либо решают задачу, с самого начала усредняя все входящие в нее величины. При этом, поскольку элементарные процессы, играющие основную роль в движении электронов и ионов, различны,  $\mu$  тех и других исследуется раздельно.

**Подвижность электронов.** В переменном электрич. поле направленная скорость электронов, вообще говоря, не совпадает по фазе с напряженностью поля. Поэтому она, как и определяемая ею электропроводность, — комплексная величина. Исходя из общих соображений и усредняя все величины, можно получить  $u = eE/m(\omega + \nu)$ , где  $m$  — масса электрона,  $\omega$  — угловая частота электрич. поля,  $\nu$  — частота столкновений электронов с нейтральными молекулами. В постоянном электрич. поле, или если  $\nu \gg \omega$ ,  $u = a_1 eE\lambda/mv$ , где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега электронов,  $v$  — их средняя тепловая скорость,  $a_1$  — числовой коэфф.  $\sim 0,5-1$ . Последнее ур-ние, полученное впервые Ланжевенем [1], представляет собой в неявном виде сложную зависимость  $u$  от  $E$  из-за непостоянства  $v$  и  $\lambda$ . Существенную роль играет то обстоятельство, что благодаря малой массе электроны при упругих столкновениях теряют лишь незначит. часть энергии, вследствие чего даже в слабых полях их средняя энергия значительно превышает энергию нейтральных молекул и растет с ростом  $E$ . Вводя среднюю относит. потерю энергии электроном при каждом столкновении  $\delta$ , получаем

$$u = a_2 (eE\lambda \sqrt{\delta m})^{1/2}, \\ v = a_3 (eE\lambda' m \sqrt{\delta})^{1/2}, \quad (2)$$

где  $a_2$  и  $a_3$  — числовые множители так же, как и  $a_1$ , порядка единицы. В предположении, что столкновения электронов с молекулами газа упругие, были получены выражения для  $\mu$ , неск. различающиеся зна-

чением числовых коэффициентов [2, 3] и имеющие вид (ф-ла Давыдова)

$$\mu = 0,75e\lambda (mkT)^{-1/2} \times \\ \times \{1 + [1 + 1/3 (eE\lambda kT)M/m]^{1/2}\}^{-1/2},$$

где  $M$  и  $T$  — масса молекул и темп-ра газа. Учет неупругих столкновений, особенно существенных в сильных полях, и зависимости  $\lambda$  от  $v$  значительно усложняют задачу. Первые измерения  $\mu$  электронов были произведены Таунсендом [4], к-рый, исследуя диффузию пучка электронов в электрич. поле и его смещение в магнитном поле, получил величины направленной и хаотич. скоростей электронов и определил при различных  $E/p$  значения  $\lambda$  и  $\delta$ . Наиболее точные значения  $\mu$  были получены методом электронного затвора (аналогичным методу Физо в оптике) [5] и импульсным методом (рис. 1). Данные о  $\mu$  электронов, не претендующие на большую точность, получаются из измерений в положит. столбе газового разряда энергии электронов, их концентрации и напряженности поля.

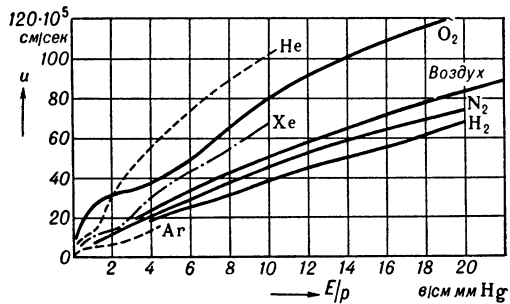


Рис. 1 Зависимость скорости дрейфа электронов  $u$  в различных газах от  $E/p$

**Подвижность ионов.** Теория  $\mu$  ионов так же, как и  $\mu$  электронов, была впервые разработана Ланжевенем. В этой теории ион и атом рассматривались как твердые шарики, отталкивающиеся при непосредств. сближении и притягивающиеся друг к другу поляризационными силами. Ф-ла Ланжевена:  $\mu = g\sqrt{1 + (M/M_i)/V\rho}(\epsilon - 1)$  наряду с такими величинами, как диэлектрич. проницаемость газа  $\epsilon$ , массы иона и атома  $M_i$  и  $M$  и плотность газа  $\rho$ , содержит переменный параметр  $g$ , учитывающий относит. роль прямых столкновений и поляризационного притяжения. В слабых полях  $g$  принимает постоянное значение 0,505. В этих условиях  $\mu$  разных ионов в одном газе зависит только от массы иона. Дальнейшее развитие теории Ланжевена см. [7].

При движении ионов в собственном газе (в особенности атомарном — инертные газы, пары металлов) основной процесс, определяющий  $\mu$ , — *перезарядка ионов*. В этом случае имеет место т. н. «эстафетный» механизм движения иона [8]. Пройдя длину свободного пробега перезарядки, ион становится нейтральным атомом, а вновь возникший ион «стартует», имея начальную скорость, незначительно отличающуюся от тепловой.

Рис. 2 Зависимость подвижности  $\mu$  от массы иона  $M_i$

В сильных полях  $u \approx (E/p)^{1/2}$ . Дальнейшее развитие теории эстафетного движения [9] позволило учесть собственное тепловое движение атомов. Предельная ф-ла в слабых полях дает линейную зави-



симость между направленной скоростью ионов и приведенным полем. Ранние измерения П. ионов производились сравнением скорости движения ионов со скоростью потока газа. Сюда относятся т. н. «старение» ионов — уменьшение их подвижности со временем после образования, причиной чего является утяжеление ионов вследствие присоединения к ним молекул, влияние примесей, соотношение П. положит.

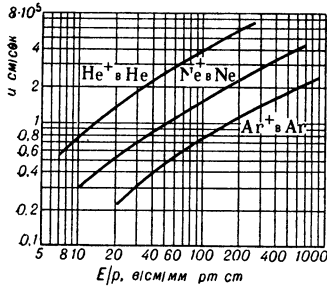


Рис. 3. Скорость дрейфа атомных ионов в He, Ne, Ar.

и отрицат. ионов. Исследования с целью проверки теории Ланжевена были произведены Тиндалем [10] с помощью метода электр. затвора. Представленные на рис. 2 П. различных ионов в азоте хорошо укладываются на теоретич. кривую. Исключение составляет ион самого азота, что объясняется влиянием перезарядки. Для ряда ионов, движущихся в собственном газе, были произведены измерения импульсным методом [6]. Результаты, представленные на рис. 3, показывают, что в соответствии с «эстафетной» моделью в слабых полях скорость ионов пропорциональна  $E/p$ , а в сильных —  $(E/p)^{1/2}$ . О теоретических и экспериментальных исследованиях П. см. [10—15].

Лит.: 1) Langevin P., «Ann. chim. et phys.», 1903, т. 28, р. 317, 345; 1905, т. 5, р. 245; 2) Compton K. T., «Phys. Rev.», 1923, в. 22, № 4, р. 333; 3) Давыдов В. И., «ЖЭТФ», 1937, т. 7, вып. 9—10, с. 1069; 4) Townsend J. S., «J. Franklin Inst.», 1925, в. 200, № 5, р. 565; 5) Nielsen R. A., «Phys. Rev.», 1936, в. 50, № 10, р. 950; 6) Ногбеск К. А., там же, 1951, в. 83, № 2, р. 374; 7) Нассе Н. Р., Cook W. R., «Phil. Mag.», 1931, в. 12, № 77, р. 554; 8) Сена Л. А., «ЖЭТФ», 1946, т. 16, вып. 8, с. 734; 9) Каган Ю. М., Перель В. И., «ДАН СССР», 1954, т. 98, № 4, с. 575; 10) Tindall A. M., The mobility of positive ions in gases. Camb., 1938; 11) Лемб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950, гл. 1, 2, 3, 6; 12) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. 9; 13) Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л.—М., 1948, § 25 и 32; 14) Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961, гл. 3; 15) Грановский И. В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; 16) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959.

Подвижность иона в растворе  $U = Fu$ , где  $F$  — число Фарадея,  $u$  — скорость (в см/сек) движения иона при напряженности электр. поля  $1$  в/см. Величина П. зависит от природы иона (см. табл.) и темп-ры, а также от диэлектрич. проницаемости, вязкости и концентрации раствора.

Подвижность ионов при бесконечном разбавлении  $U_{\infty}$  в водных растворах при 25° С.

Катион . .	H <sub>3</sub> O <sup>+</sup>	Li <sup>+</sup>	Na <sup>+</sup>	K <sup>+</sup>	Cs <sup>+</sup>	NH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1/2Mg <sup>2+</sup>	1/3Al <sup>3+</sup>
$U_{\infty}$ . . . .	349,7	38,68	50,10	73,50	76,8	73,7	53,06	63
Анион . .	OH <sup>-</sup>	F <sup>-</sup>	Cl <sup>-</sup>	Br <sup>-</sup>	I <sup>-</sup>	ClO <sub>4</sub> <sup>-</sup>	1/2SO <sub>4</sub> <sup>2-</sup>	1/2CrO <sub>4</sub> <sup>2-</sup>
$U_{\infty}$ . . . .	200	55,4	76,32	78,4	76,9	68	79,8	85

П. определяют измерением величины  $u$  методом движущейся границы (см. Переноса числа), а также из значений эквивалентной электропроводности раствора при бесконечном разбавлении.

Лит.: 1) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959, ч. 1, гл. 1, § 11 и 12; 2) Харнед Г. Оуэн Б., Физическая химия растворов электролитов, пер. с англ., М., 1952, гл. V, § 3 и 6; 3) Глессстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 2 и 3; 4) Справочник химика, т. 3, Л.—М., 1952, с. 462—66. Л. Г. Феоктистов.

ПОДОБИЕ ГИДРОМЕХАНИЧЕСКОЕ — см. Подобия теория.

ПОДОБИЕ ТЕПЛОВОЕ — см. Подобия теория.

ПОДОБИЯ КРИТЕРИИ — см. Подобия теория.

ПОДОБИЯ ТЕОРИЯ — учение о количественных методах исследования, основанных на идее физ. подобия, т. е. соответствия между однородными явлениями, заключающегося в том, что все количеств. характеристики одного явления получаются пропорциональным преобразованием из однородных характеристик другого. Предметом П. т. первоначально был вопрос о соотношениях, к-рые должны существовать между различными характеристиками подобных друг другу явлений, и условия, к-рыми обусловлено подобие. На этой основе возникло и получило широкое развитие моделирование процессов.

Более строго, в совр. понимании, П. т. — учение о методах исследования явлений, основанное на идее, что каждая задача должна рассматриваться в своих, характерных для нее переменных, представляющих собой безразмерные степенные комплексы (см. Размерностей анализ), составленные из величин, существенных для исследуемой задачи. Конечная цель исследования — определение количеств. закономерностей явлений, т. е. установление зависимостей, к-рыми неизвестные величины, существенные для процесса, определяются как ф-ции величин, известных непосредственно по постановке задачи. Однако аргументами в этих зависимостях являются не только независимые переменные, но и параметры задачи (размеры системы, физ. константы, режимные параметры). Значения параметров фиксируются условиями задачи и изменяются при переходе от одного частного случая к другому. Напр., при решении задачи о переработке тепла в твердом теле темп-ра (искомая переменная) определяется как однозначная ф-ция координат и времени (независимые переменные). Однако ур-ние, связывающее темп-ру с координатами и временем, включает ряд параметров (размеры тела; физ. константы вещества — теплопроводность, теплоемкость, плотность; величины, характеризующие начальные и граничные условия, — темп-ру тела перед началом процесса, темп-ру поверхности тела или окружающей среды; коэфф. теплоотдачи). Т. о., темп-ра оказывается ф-цией большого числа аргументов различного типа.

Вследствие сложности рассматриваемых задач аналитич. решение их, как правило, невозможно и приходится прибегать к численным методам решения или прямому эксперименту, к-рые позволяют получить конкретные числовые результаты. Однако из-за множественности аргументов полученные результаты в значит. мере обесцениваются, т. к. невозможно найти связывающие их зависимости.

В П. т. вопрос о числе аргументов ставится иначе. Для развития процесса существенно не влияние отдельных факторов, представленных в задаче через соответствующие величины, а их взаимодействие. Весь ход процесса определяется относит. интенсивностью различных эффектов. Напр., процесс движения жидкости определяется не значениями отдельных величин (скорости движения жидкости, ее плотности, вязкости и т. д.), а соотношением между силами, к-рые возникают в потоке и выражаются в форме сложных комбинаций этих величин. Решения задач должны содержать параметры также только в виде комплексов, объединяющих различные параметры в таких сочетаниях, к-рые обусловлены самим механизмом процесса. Т. о., число аргументов может быть уменьшено путем перехода от отдельных величин к правильно построенным комплексам, к-рые получают смысл новых, характерных для рассматриваемой задачи

переменных. Метод их определения зависит от данных, к-рыми располагают при исследовании. Если исходные физ. данные позволяют составить ур-ния, определяющие процесс (основные ур-ния задачи), то комплексы могут быть найдены непосредственно из этих ур-ний методами П. т. Если основные ур-ния не могут быть составлены, то возникает необходимость применения методов анализа размерностей.

Для основных ур-ний типична форма

$$D_1 + D_2 + \dots + D_i + D_k + \dots + D_r = 0, \quad (1)$$

где  $D_k$  — дифференциальные операторы, каждый из к-рых определяет один из характерных для процесса эффектов. Сопоставляя попарно операторы  $D_i$  и  $D_k$  в виде отношений, получают относит. операторы  $d_{ik} \equiv D_i/D_k$ . Напр., ур-ние Навье — Стокса в случае стационарного движения несжимаемой жидкости напишется в виде  $g\rho - \nabla p + \mu \nabla^2 v - \rho (\nabla v)v = 0$ , где  $v$  — скорость,  $p$  — давление,  $\rho$  и  $\mu$  — плотность и вязкость жидкости;  $g$  — ускорение силы тяжести. Ур-ние утверждает, что сумма силы тяжести  $g\rho$ , силы давления  $-\nabla p$ , внутр. трения  $\mu \nabla^2 v$  и инерционной  $-\rho (\nabla v)v$  равна нулю. Развитие процесса зависит от соотношения между силами, напр. от значения относит. оператора  $\rho (\nabla v)v / \mu \nabla^2 v$ , к-рым определяется отношение инерционной силы к силе внутр. трения.

Операторы нельзя непосредственно использовать для определения свойств процесса. Но они служат основой для определения законов построения комплексов. Комплекс представляет собой лишь нек-рую среднюю меру отношения, точно определяемого относит. оператором. Тем не менее возможен прямой (без интегрирования) переход от оператора к комплексу, именно как к средней его мере. В самом деле, для любой ф-ции  $y = f(x)$  средняя мера производной  $a^m y / dx^m$  в интервале  $(0, x_0)$  представляет собой постоянную, к-рая подчинена единственному требованию: на концах интервала «фиктивная» ф-ция  $z = \varphi(x)$ , отвечающая этому постоянному значению, должна совпадать с «истинной», характеризующей реальные условия процесса, т. е. должны выполняться условия  $\varphi(0) = f(0) = 0$  и  $\varphi(x_0) = f(x_0) = y_0$ . Этим условиям в совокупности с требованием постоянства  $m$ -й производной удовлетворяет ф-ция  $\varphi(x) = ax^m$ , причем  $a = y_0/x_0^m$ . Т. о.,  $z = (y_0/x_0^m) x^m$  и, следовательно,  $a^m z / dx^m = m! (y_0/x_0^m)$ . Этим устанавливается характер соответствия между производной  $m$ -го порядка и сопряженным с ней комплексом. Полученный результат представляется в форме соотношения  $d^m y / dx^m \rightarrow y_0/x_0^m$ , где символ  $\rightarrow$  означает операцию приведения, к-рой определяется закон построения комплекса, соответствующего заданному оператору (операция приведения тождественна схеме преобразования оператора, характерной для операционного исчисления). Для перехода от символич. связи, выражающей операцию приведения, к точному ур-нию надо ввести множитель, представляющий собой нек-рую ф-цию от  $x$ , т. к. «истинная» производная есть ф-ция от  $x$ , а «фиктивная» — постоянная величина. Если положить  $d^m y / dx^m = N(x) y_0 / x_0^m$ , то

$$N(x) = \frac{d^m y}{dx^m} \bigg/ \frac{y_0}{x_0^m} = \frac{d^m (y/y_0)}{d(x/x_0)^m}.$$

Т. о., множитель  $N(x)$  представляет собой выражение, тождественное заданному оператору, но составленное не из абс. величин, а из относительных (полученных делением на параметрич. значения  $x_0, y_0$ ).

Все изложенное распространяется на любой однородный оператор в целом. Напр., для лапласиана

получится  $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \rightarrow \frac{1}{x_0^2}$  для расходимости (дивергенции):  $\text{div } a \equiv \frac{\partial a_1}{\partial x_1} + \frac{\partial a_2}{\partial x_2} + \frac{\partial a_3}{\partial x_3} \rightarrow \frac{a_0}{x_0}$ .

В более сложном случае конвективной производной (оператора, характеризующего интенсивность изменения свойств элемента движущейся среды вследствие перемещения его в пространстве)  $v_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + v_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \rightarrow \frac{v_0}{x_0}$  ( $v$  — скорость движения элемента).

Из самого существа операции приведения ясно, что ее результатом может быть только простое степенное выражение. Т. о., каждому однородному оператору должен быть сопоставлен степенной комплекс, построенный из параметров. Комплексы  $\pi_{ij}$ , отвечающие относит. операторам, как и сами операторы  $d_{ik}$ , — величины нулевой размерности. Число таких комплексов  $\pi_{ik}$ , не сводящихся друг к другу при соединении операторов в различные пары, на единицу меньше числа однородных операторов. Комплексы представляют собой приближенную меру относит. интенсивности эффектов, определяемых операторами  $D_i$  и  $D_k$ . Они и должны быть введены в конечные ур-ния. По структуре комплексы  $\pi$  весьма просты. Но в принципе их построения заложена глубокая идея о том, что в самой группировке величин, образующих комплекс, должна быть отражена физ. модель процесса. Величины  $\pi$  характеризуют общие свойства процесса, обусловленные его механизмом, и являются переменными, характерными для исследуемого процесса.

При переходе к новым переменным типа комплексов конкретные условия задачи уже не могут быть заданы в форме отдельных параметров. Они должны быть определены через комплексы  $\pi$ . Но заданному численному значению комплекса отвечает бесчисленное множество различных значений составляющих его параметров. Поэтому комплексы  $\pi$  — обобщенные переменные, и их применение придает всему исследованию обобщенный характер. В П. т. доказывается, что решение задачи в обобщенной постановке имеет вид

$$y/y_0 = f(x_1/x_{10}, x_2/x_{20}, \dots; \pi_1, \pi_2, \dots). \quad (2)$$

Этим ур-нием искомая переменная, выраженная в относит. форме  $y/y_0$ , определяется как однозначная ф-ция относит. независимых переменных  $x_i/x_{i0}$  и комплексов  $\pi$ . Решение также обобщенное, т. к. включает бесчисленное множество частных случаев, соответствующих различным значениям параметров  $x_{10}, x_{20}, \dots, y_0, \dots$ .

Этими частными решениями определяются конкретные явления, подобные между собой. Т. о., каждому обобщенному решению (каждой заданной совокупности значений комплексов  $\pi$ ) отвечает группа подобных между собой явлений. Следовательно, для всех подобных явлений комплексы должны иметь одинаковые значения. Таково единственное количественное требование, необходимое и достаточное для подобия явлений. Поэтому комплексы  $\pi$  наз. к р и т е р и я м и п о д о б и я. Они являются мерой относит. интенсивности эффектов, существенных для процесса. Их численные значения могут служить основой для общих количеств. оценок, к-рые тем точнее, чем меньше изменяются (по своей интенсивности) сопоставляемые эффекты. Если к.-л. из эффектов настолько ослабевает, что его воздействие становится мало ощутимым, то происходит в ы р о ж д е н и е к р и т е р и я (к-рый при этом получает весьма малые или весьма большие значения) и он выпадает из числа аргументов или сливается с др. критериями. Особенно существ. роль понятие вырождения критерия играет при теоретич. рассмотрении метода модели, т. к. оно важно для обоснования приближенного моделирования.

Условия, необходимые и достаточные для подобия явлений, можно написать в виде

$$\pi_j^* = \pi_j' \quad (j = 1, 2, \dots, r) \quad (3)$$

( $r$  — общее число критериев подобия; одним и двумя штрихами вверху отмечены величины, относящиеся к различным подобным явлениям). Возможна др. форма представления этих условий. Переход от данного явления к другому, ему подобному, с количеств. стороны можно понимать как подобное преобразование всех величин, т. е. как умножение каждой из них на нек-рый постоянный множитель. Это значит, что каждому параметру соответствует свой множитель преобразования  $k_j$ . Но в таком случае и каждому критерию подобия надо сопоставить нек-рый множитель преобразования  $K_j$ , т. к.  $\pi_j^* = (k_1 x_{10}')^{a_{j1}} (k_2 x_{20}')^{a_{j2}} \dots = (k_1^{a_{j1}} k_2^{a_{j2}} \dots) (x_{10}'^{a_{j1}} x_{20}'^{a_{j2}} \dots) = K_j \pi_j'$ . Следовательно, систему (3) можно заменить эквивалентной системой

$$K_j = 1 \quad (j = 1, 2, \dots, r), \text{ где } K_j \equiv k_1^{a_{j1}} k_2^{a_{j2}} \dots \quad (4)$$

Множитель преобразования комплекса одновременно является множителем преобразования соответствующего оператора. Поэтому система (4) выражает условия инвариантности основных ур-ний по отношению к подобному преобразованию содержащихся в них переменных. При вырождении критерия из системы (3) или (4) выпадает соответствующее ур-ние и число условий уменьшается на единицу. Следовательно, изменение физ. обстановки в той мере, в какой это связано с изменением выродившегося критерия, не нарушает подобия явлений. Это случай частичной (ограниченной) автомодельности, т. е. возникновения условий, в к-рых подобие имеет место независимо от соблюдения соответствующих количеств. ограничений (см. *Моделирование*). Если все критерии оказываются вырожденными, т. е. подобие существует независимо от каких бы то ни было количеств. соотношений, то система (3) полностью отпадает и наступает полная автомодельность.

В процессе применения П. т. возникают нек-рые трудности. Часто условие задачи формулируется так, что для нек-рых величин заданными надо считать не одно, а два (или больше) значения (напр., скорость абс. движения среды, скорость ее относит. движения, скорость распространения возмущений в этой среде и т. п.). В этих случаях получаются критерии, совершенно тождественные по структуре, но различающиеся значениями, по крайней мере, одной из величин. Ур-ния приобретают громоздкий вид. Эта трудность преодолевается на основе след. свойства критериев подобия: любая комбинация критериев подобия есть также критерий подобия. На этом основании однотипные критерии преобразуются в отношении одноименных параметров, причем для каждой группы однотипных комплексов сохраняется только по одному критерию. Т. о., параметры могут входить в конечные ур-ния не только в виде комплексов, но и как простые отношения одноименных величин. Такого рода отношения наз. критериями параметрич. типа (или, короче, — параметрич. критериями). Чаще всего встречаются параметрич. критерии геометрич. природы, равенство к-рых есть не что иное, как условие геометрич. подобия систем. Аналогично параметрич. критерии физ. природы выражают условие подобия соответствующих полей. Параметрич. критерии могут быть составлены сразу без обращения к ур-ниям.

Нередко, наоборот, условие задачи не содержит для данной величины  $x_k$  ни одного параметра  $x_{k0}$  (характерный пример — нестационарные аperiodич. процессы, для к-рых невозможно задать никакого временного параметра), что приводит к двум следствиям: во-первых, невозможно привести переменную

к относит. виду; во-вторых, невозможно сформировать критерии, содержащие параметр  $x_{k0}$ . Возникающая трудность преодолевается на основе др. свойства критериев: любая комбинация относит. переменной и критерия подобия есть безразмерная форма переменной. Всегда можно составить такую комбинацию из переменной  $x_k/x_{k0}$  и соответствующих критериев, к-рая не содержит параметра  $x_{k0}$ ; при этом получаются выражения, по форме совпадающие с преобразуемыми критериями, в к-рых неизвестный параметр  $x_{k0}$  заменен переменной  $x_k$ . Такого рода выражения уже не являются критериями подобия, а представляют собой особую безразмерную форму переменных.

Решением вопроса о структуре переменных, характерных для исследуемого процесса, возможности П. т. исчерпываются. Вид ф-ции в конечном выражении для искомого переменных средствами П. т. не определяется и может быть найден только как результат аналитич. решения. В случае численного решения или эксперимента обобщенные зависимости представляют собой более или менее удачные аппроксимации.

Важнейшие безразмерные комплексы принято именовать по фамилии выдающихся ученых и обозначать первыми буквами выбранной фамилии. При этом комплексы наз. числами — напр., число Рейнольдса (Reynolds)  $Re$  (или  $R$ ), число Прандтля (Prandtl)  $Pr$  (или  $P$ ). Если комплекс является критерием подобия, то можно применять также термин «критерий».

Применения. П. т. широко применяется при решении задач механики жидкостей и газов, теории упругости, при изучении процессов тепло- и массообмена, при решении многих вопросов электротехники, при изучении рабочих процессов хим. производств. Разрабатываются методы применения П. т. к физ. химии и др. областям.

Классич. область применения П. т. — краевые задачи математич. физики. Содержание задачи заключается в определении пространственно-временных распределений переменных по заданным начальным и граничным условиям. Т. о., краевые задачи отличаются след. особенностями: 1) независимыми переменными всегда являются только координаты  $x_1, x_2, x_3$  и время  $t$ ; 2) условия единственности решения всегда имеют форму краевых распределений — временных (начальные условия) и пространственных (граничные условия). При переходе к П. т. абс. распределения замещаются безразмерными. Условия, необходимые и достаточные для подобия, должны включать подобие краевых распределений. В большинстве случаев краевые условия неизвестны. Иногда их содержание удается установить непосредственно на основании простых физ. соображений.

Примером задачи, для к-рой краевые условия могут быть строго определены, является основная задача теории теплопроводности (о темп-рном поле в твердом теле). В простейших предположениях — об однородности и изотропности системы, о постоянстве ее физ. свойств и отсутствии в пределах системы источников тепла — основное ур-ние принимает вид  $\partial\phi/\partial t = a \nabla^2 \phi$ ; при краевых условиях: 1) темп-ра в момент  $t = 0$  определяется как ф-ция координат всех точек системы:  $\phi = f_0(x_1, x_2, x_3)$ ; 2) граничные условия формулируются для поверхности, ограничивающей систему,  $F(x_1, x_2, x_3) = 0$  и для полной длительности процесса в одном из след. вариантов: а) задается распределение темп-ры — граничные условия 1-го рода; б) задается распределение плотности теплового потока  $q_0$ , т. е. (в силу  $q = -\lambda \text{grad } \phi$ ) распределение градиента темп-ры — граничные условия 2-го рода; в) задается закон теплообмена  $\alpha \Delta \phi = \lambda_0 \partial\phi/\partial n_0$ , т. е. вводится дополнит. ур-ние, связывающее для точек поверхности темп-ру с ее производной, — граничные условия 3-го рода. Здесь:  $\phi$  — избыточная темп-ра, отсчитываемая от темп-ры окружающей среды в начальный момент, как от нуля (абс. значение темп-ры не существенно, т. к. она входит только под знаком дифференциальных операторов);  $a = \lambda/c\rho$  — коэфф. температуропроводности;  $\lambda$  — коэфф. теплопроводности;  $c$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\alpha$  — коэфф. теплоотдачи;  $n$  — нормаль к поверхности системы в данной точке.

Основное ур-ние содержит два однородных оператора. Ему отвечает один комплекс — критерий Фурье (Fourier)  $Fo \equiv a_0/l^2$  (здесь  $l$  — характерный размер системы). Суущественно, что в состав комплекса не входит темп-ра (основная переменная), что объясняется однородностью ур-ния относительно темп-ры. Если внутри системы находятся источники тепла, то их влияние на развитие процесса отражается через соответствующий оператор и ур-ние теряет свойство однородности. Напр., в случае равномерно распределенных источников тепла в правую часть ур-ния вводится слагаемое  $W/c\rho$  ( $W$  — мощность источников). Ур-ние становится трехчленным, и получается новый критерий  $\phi_0 \lambda/l^2 W$ , уже содержащий темп-ру. Критерий

Фурье выражает определенное соответствие между темпом  $t_0$  изменения условий в окружающей среде (напр., период колебания темп-ры  $T$ ) и темпом перестройки темп-рного поля внутри тела, к-рый выражается через  $l$  и  $a$ . Критерий, устанавливающий связь между скоростью развития различных эффектов, наз. иногда критериями гомохронности. Сложным процессам могут отвечать два и более таких критерия различной структуры.

Рассматриваемый комплекс не всегда является критерием. Часто приходится исследовать неперiodич. процессы монотонного изменения темп-ры в твердом теле при постоянных внешних условиях. В этом случае условиями задачи не определяется никакой характерный промежуток времени. Поэтому невозможно ни построить критерий  $at_0/l^2$ , ни выразить отнoсительное время в форме  $t/t_0$ . В этих условиях, согласно общей методике, надо найти такую комбинацию из  $at_0/l^2$  и  $t/t_0$ , к-рая не содержит параметра  $t_0$ . Этому требованию удовлетворяет произведение  $\frac{at_0}{l^2} \cdot \frac{t}{t_0} = \frac{at}{l^2}$ . Полученное выражение — типичный пример безразмерной переменной комплексного типа. Безразмерное время получено отнесением текущего времени  $t$  не к параметрич. его значению  $t_0$  (такого значения не существует), а к группе величин  $l^2/a$ , эквивалентной времени.

Комплекс  $at/l^2$  — не критерий подобия, им является комплекс  $at_0/l^2$ , к-рым устанавливаются определенные условия развития процесса: только явления, к-рые определяются одинаковыми значениями  $at_0/l^2$ , могут быть подобны. Равенство же величин  $at/l^2$  для разных явлений — вовсе не предпосылка подобия, а дает лишь правило сопоставления процессов во времени: подобны между собой те поля, к-рые отвечают одинаковым значениям этого комплекса.

Число  $Fo$  — не единственный комплекс, характерный для процесса теплопроводности. Для техн. приложений наиболее характерна постановка задачи в граничных условиях 3-го рода. Поэтому в круг рассмотрения включается ур-ние теплообмена на поверхности, к-рому отвечает также один комплекс — критерий Био (Biot)  $Bi \equiv al/\lambda = hl$  (где  $h = a/\lambda$  — отнoсительный коэфф. теплоотдачи). Критерий Био определяет характер соответствия между темп-рными условиями в окружающей среде и распределением темп-ры в системе. Согласно ур-нию теплообмена,  $\alpha = \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_0 / \Delta \theta$  и, следовательно,  $Bi \equiv l \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_0 / \Delta \theta$ .

Произведение  $l \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_0$  — перепад темп-ры для случая фиктивного ее распределения (т. е. разность темп-р на характерной длине  $l$  в условиях линейного распределения темп-ры, для к-рого градиент сохраняет неизменное значение). Действительный перепад темп-ры  $\delta \theta = l \frac{\partial \theta}{\partial n}$ , где черта вверху — знак усреднения (в данном случае по длине  $l$ ), а критерий принимает вид  $Bi = \frac{\delta \theta}{\Delta \theta} \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_0 / \frac{\partial \theta}{\partial n}$ . Т. о. критерий  $Bi$  — приближенная мера отношения темп-рного перепада в теле к темп-рному напору между средой и телом, тем более точная, чем меньше отличается среднее (по длине  $l$ ) значение темп-рного градиента от его значения на границе.

Особый интерес представляют два крайних случая весьма больших и весьма малых значений  $Bi$ . В случае  $Bi \gg 1$  допустимо пренебречь темп-рным напором и отождествить темп-ры поверхности тела и окружающей среды. Темп-ра поверхности становится величиной, непосредственно заданной. В случае  $Bi \ll 1$  можно, наоборот, пренебречь темп-рным перепадом по сравнению с напором и, следовательно, считать, что в любой момент времени темп-ра по всему телу одинакова. В обоих случаях происходит вырождение критерия  $Bi$ . В 1-м — он вообще исключается из решения, т. к. отпадает ур-ние теплообмена на поверхности; во 2-м — из рассмотрения исключается процесс теплопроводности, вследствие чего выпадают числа  $Fo$  и  $Bi$  (они сливаются в виде произведения).

Обобщенные ур-ния для темп-ры имеют вид: в условиях периодич. изменения темп-ры  $\theta - \theta_0 = F_1(t/t_0; x_1/l, x_2/l, x_3/l; Fo, Bi; P_1, P_2, \dots)$ , в условиях монотонного изменения темп-ры  $\theta - \theta_0 = F_2(at/l^2, x_1/l, x_2/l, x_3/l; Bi; P_1, P_2, \dots)$ .

Здесь  $\theta_0$  — характерная избыточная темп-ра, напр. темп-рный напор в начальный момент времени (в нек-рой заданной точке),  $P_1, P_2, \dots$  — параметрич. критерии. Если задача поставлена в граничных условиях 2-го рода, то темп-рный напор условием не определяется. В этом случае из  $q = \lambda \text{grad } \theta$  находится комплекс  $\theta_0 \lambda / q_0 l$  ( $q_0$  — заданная плотность теплового потока). Следовательно, для  $\theta_0$  эквивалентной группой величин является выражение  $q_0 l / \lambda$ . Безразмерная темп-ра пишется в виде  $\theta \lambda / q_0 l$ .

Процесс теплопроводности сравнительно прост, т. к. макроскопич. элементы среды не участвуют в переносе тепла. Значительно сложнее процессы, связанные с изучением движения среды, рассматриваемые в гидромеханике. Даже в простейшем случае движения несжимаемой среды процесс определяется системой из двух ур-ний с двумя неизвестными — скоростью  $v$  и давлением  $p$ : ур-ния неразрывности движения (ур-ния сплошности)  $\text{div } v = 0$  и динамич. ур-ния движения (ур-ния Навье—Стокса)  $\rho Dv/dt = \text{grad } p + \mu \nabla^2 v$ , где  $D/dt$  — символ субстанциональной производной. Краевые

условия обычно неизвестны. Дополнит. исследование показывает, что краевые условия могут определять только кинематич. обстановку процесса и что подобие полей давления получается как следствие подобия полей скорости; следовательно, давление не может входить ни в один критерий. Кинематич. условия при вынужденном движении среды характеризуются скоростью  $v_0$  (заданной непосредственно или через расход), к-рая вводится в обобщенное ур-ние в форме отнoсительного переменной  $v/v_0$ . В условиях свободного движения характерное значение скорости не может быть задано.

Первое ур-ние гидромеханики не может дать ни одного комплекса, т. к. его левая часть представляет собой однородный оператор. Второе ур-ние содержит  $\Delta$  оператора. Однако 1-й из них не однороден, т. к.  $D/dt \equiv \partial/\partial t + v \nabla$ . Ему отвечает комплекс  $v_0 t_0 / l$ , к-рым устанавливается соответствие между характерным периодом  $t_0$ , определяющим темп развития внешних воздействий, и характеристич. длительностью  $l/v_0$ , определяющей темп изменений, к-рые возникают в системе как следствие движения среды. Форма этого комплекса не зависит от рода переменной, стоящей под знаком субстанциональной производной. По смыслу выражаемых им связей рассматриваемый комплекс должен быть отнесен к числу критериев гомохронности. Поэтому все сказанное ранее при анализе роли комплекса  $at_0/l^2$  остается в силе и здесь. В частности, в тех случаях, когда условием задачи не определяется никакой характерный период  $t_0$ , комплекс  $v_0 t_0 / l$  получает смысл безразмерного времени.

Задача может быть поставлена и так, что время становится величиной искомой (определяемой подлeжит нек-рый промежуток времени, напр. длительность одного оборота двигателя, период отрыва вихрей от поверхности тела и т. п.). В этих условиях комплекс  $v_0 t_0 / l$  должен входить в обобщенное ур-ние как ф-ция соответствующих безразмерных аргументов. Комплекс  $v_0 t_0 / l$  принято называть числом Струхала (Strouhal)  $Sh$ . Выражение  $v_0 t_0 / l$  (или  $v_0 l / l$ ) — единственный комплекс, к-рый обязан своим происхождением нестационарности процесса. Поэтому при определении вида комплексов, отвечающих динамич. ур-нию движения, исходят из ур-ния стационарного движения. Распространение на нестационарный случай достигается присоединением уже известного комплекса гомохронности. Ур-ние  $g\rho - \text{grad } p + \mu \nabla^2 v - \rho(\nabla v) \cdot v = 0$  содержит в левой своей части 4 однородных оператора и, следовательно, дает 3 комплекса:  $\rho v_0 l / \mu$ ,  $\Delta p / \rho v_0^2$ ,  $v_0^2 / gl$ . Только 2 из них — критерии подобия и, следовательно, входят в обобщенные ур-ния в качестве аргументов. Их наз. критериями Рейнольдса (Reynolds)  $Re \equiv v_0 l / \nu$  (где  $\nu = \mu / \rho$  — кинематич. коэфф. вязкости) и Фруда (Froude)  $Fr \equiv v_0^2 / gl$ .

Комплекс, в состав к-рого входит величина  $\Delta p$ , представляет собой безразмерную форму неизвестной переменной (перепада давления), причем масштаб отнесения служит произведение  $\rho v_0^2$ , имеющее простой физ. смысл (удвоенный динамич. напор, вычисленный по параметрич. значению скорости). Этот комплекс наз. числом Эйлера (Euler)  $Eu \equiv \Delta p / \rho v_0^2$ . Число Эйлера определяется обобщенным ур-нием как однозначная ф-ция безразмерных независимых переменных и критериев. Выражение  $\rho v_0^2$  применяется как масштаб отнесения при построении безразмерной формы любого динамич. эффекта, возникающего в потоке. Напр., безразмерная форма напряжения трения имеет вид  $\tau / \rho v_0^2$ .

Критерий Фруда характеризует отнoсительную величину силы тяжести; он существует в тех случаях, когда гравитационные эффекты играют заметную роль (движение судна, течение через плотину). Однако в известных условиях эффекты, обусловленные действием силы тяжести, можно пренебречь; напр., если движение совершается в горизонтальной плоскости или в общем случае вынужденного движения легкой жидкости (газа). В этих условиях происходит вырождение критерия Фруда, и он выпадает из числа аргументов. Критерий Рейнольдса представляет собой меру отнoсительной инерционной силы к силе внутр. трения. Это — важнейшая характеристика движения среды, т. к. от соотношения между инерционной силой, усиливающей любое возмущение, вносимое в поток, и силой внутр. трения, гасящей возмущения, зависят основные свойства потока жидкости, в частности режим движения (ламинарное или турбулентное течение).

Для стационарного чисто вынужденного движения поле скорости определяется обобщенным ур-нием вида  $v/v_0 = f(x_1/l, x_2/l, x_3/l, Re)$ .

Динамич. взаимодействие потока с твердым телом характеризуется аналогичными ур-ниями для безразмерного перепада давления и безразмерного напряжения трения.

В условиях чисто вынужденного движения критерий  $Re$  — единственный аргумент комплексного типа. Поэтому область его вырождения есть вместе с тем область полной автомодельности. Малым значениям  $Re$  отвечает ламинарные течения, к-рые во всех отношениях подобны (хотя могут характеризоваться весьма различными значениями  $Re$ ); автомодельность в этой области проявляется также в том, что происходит сливание комплексов  $Re$  и  $Eu$  в произведение  $EuRe$ , к-рое сохраняет постоянное значение для всей области. При весьма больших значениях критерий  $Re$  становится слабо влияющим аргументом. В частности, исчезающе слабым становится влияние  $Re$  на коэфф. гидродинамич. сопротивления и на конфигурацию профиля скорости.

При исследовании свободного движения рассматриваемая система обобщенных ур-ний не может быть применена, т. к. характерная скорость  $v_0$  условиями задачи не определяется и подлжет исключению. Критерии  $Re$  и  $Fr$  объединяются в комплекс, не содержащий скорости, и наз. критерием Галилея  $Ga$  (Galilei)  $Re^2/Fr = g^2/v^2 \equiv Ga$ . Часто критерий  $Ga$  объединяют с параметрич. критерием  $\rho'/\rho$ , к-рому придают форму  $\frac{\rho' - \rho}{\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho}$ . Здесь  $\rho$  и  $\rho'$  — плотности, разностью к-рых обусловлено свободное движение, напр. плотности разных фаз;  $\Delta\rho/\rho$  — относит. подъемная сила. Произведение  $Ga \Delta\rho/\rho$  наз. критерием Архимеда (Archimedes)  $Ar = (g^2/v^2) (\Delta\rho/\rho)$ . Числа  $Re = vl/\nu$  и  $Fr = v^2/gl$  могут служить безразмерной формой скорости.

Если свободное движение представляет собой термич. конвекцию, к-рая обусловлена неустойчивым распределением плотности в неоднородном темп-рном поле, то относит. подъемная сила определяется в виде  $\beta \Delta T$  ( $\beta$  — коэфф. объемного расширения,  $\Delta T$  — темп-рный напор). Соответственно получается термич. модификация критерия Архимеда, наз. критерием Грасгофа (Grashof)  $Gr \equiv \frac{g l^3}{\nu^2} \beta \Delta T$ .

Ур-ние переноса тепла в движущейся среде для стационарных условий может быть написано в виде

$$v \text{ grad } \left( T + \frac{v^2}{2c_p} \right) = \alpha v^2 \left( T + \frac{v^2}{2c_p} \right),$$

где  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении. Это ур-ние вполне строго только для идеального газа. Однако и для др. сред его можно применять с достаточной степенью точности. Основное ур-ние содержит 2 неизвестные переменные  $T$  и  $v$ . Поэтому его надо рассматривать совместно с ур-ниями неравновесия движения и Навье — Стокса, к-рыми определяется величина  $v$ . В случае газа плотность приходится считать ф-цией темп-ры и давления, вид к-рой определяется ур-нием состояния.

Характерная особенность основного ур-ния заключается в том, что скорость входит в него в виде выражения  $v^2/2c_p$ , к-рое суммируется с темп-рой в левой части ур-ния непосредственно, а в правой — в сочетании с множителем  $v/\alpha$ . При умеренной скорости движения среды слагаемым, содержащим  $v^2/2c_p$ , можно пренебречь по сравнению с  $T$ . В таком случае ур-ние принимает вид  $v \text{ grad } T = \alpha v^2 T$ . Оно содержит 2 однородных оператора. Ему, следовательно, отвечает один комплекс  $\frac{v \text{ grad } T}{\alpha v^2 T} \rightarrow \frac{v l}{a}$ . Все величины, входящие в этот

комплекс, в условиях вынужденного движения известны по условию. Поэтому он представляет собой критерий подобия — критерий Пекле (Péclet)  $Pe \equiv v l/a$ . Если переписать операцию приведения в форме  $c_p v \text{ grad } T/\lambda v^2 T \rightarrow v l/a$ , то видно, что получившийся комплекс есть мера отношения интенсивности переноса тепла конвекцией к интенсивности переноса тепла теплопроводностью. Следовательно, критерий  $Pe$  характеризует относит. влияние молярного и молекулярного механизма переноса тепла. Комбинируя  $Pe$  и  $Re$  в виде отношения  $Pe/Re = v/a$ , получают критерий Прандтля (Prandtl)  $Pr \equiv v/a$ , особенность к-рого заключается в том, что он (в предположении о неизменяемости физ. свойств) для каждой данной среды является постоянным параметром. Физ. смысл критерия  $Pr$  определяется тем, что  $a$  характеризует способность среды реагировать изменением темп-ры на прохождение потока тепла, а  $v$  — реагировать изменением скорости на прохождение потока количества движения.

В случае стационарного чисто вынужденного движения получаются 2 аргумента комплексного вида  $Re$  и  $Pe$  или, что эквивалентно, но более удобно —  $Re$  и  $Pr$ . Так, напр., обобщенное ур-ние для распределения темп-ры жидкости, взаимодействующей с твердым телом в условиях чисто вынужденного движения, записывается в виде  $\theta/\theta_0 = f(x_1/l, x_2/l, x_3/l; Re, Pr; P_1, P_2, \dots)$ .

Для области автомодельных течений  $Re$  выпадает из числа аргументов и  $Pe$  становится единственным аргументом комплексного типа, от к-рого зависит распределение темп-ры. В этих условиях замещение  $Pe$  критерием  $Pr$  невозможно.

В условиях термич. конвекции комплекс  $Pe$  так же, как и  $Re$ , теряет роль критерия и превращается в безразмерную форму искомой переменной  $v$ . Поэтому аргумент, характеризующий влияние теплообмена, необходимо вводить в виде критерия  $Pr$ . Т. о., обобщенные ур-ния должны содержать 2 аргумента комплексного типа:  $Gr$  и  $Pr$  (аргумент  $\beta \Delta T \equiv \beta \theta_0$  надо рассматривать как критерий параметрич. типа). Соответственно этому получается: для распределения скорости

$$vl/\nu = F_1(x_1/l, x_2/l, x_3/l; Gr, Pr; \beta \theta_0; P_1, P_2, \dots),$$

для распределения темп-ры

$$\theta/\theta_0 = F_2(x_1/l, x_2/l, x_3/l; Gr, Pr, \beta \theta_0; P_1, P_2, \dots).$$

Выражение  $\beta \theta_0$  входит в правую часть ур-ний дважды — один раз в составе  $Gr$  и другой — как самостоят. аргумент. Однако, как показывает опыт, во многих случаях влияние этого аргумента проявляется настолько слабо, что его можно вообще не учитывать. В условиях вырождения  $Gr$  и  $Pr$  сливаются. Пренебрежение инерционными силами имеет следствием сценивание их в комплекс  $GrPr$ , а пренебрежение силами внутр. трения — в комплекс  $GrPr^2$ .

Безразмерная форма коэфф. теплоотдачи находится из ур-ния для переноса тепла в непосредственной близости от поверхности твердого тела, где действует только молекулярный механизм переноса тепла, и интенсивность теплообмена можно определить по законам чистой теплопроводности  $\alpha \Delta T = \lambda \text{ grad } T|_0$  ( $\lambda$  — коэфф. теплопроводности жидкости; индексом отчается, что абс. значение градиента рассматривается непосредственно у поверхности). Это ур-ние по внешнему виду совпадает с зависимостью, выражающей граничные условия 3-го рода. Ему отвечает один комплекс  $\alpha/\lambda$ , по структуре тождественный критерию Био (с той только разницей, что в  $Bi$  входит коэфф. теплопроводности твердого тела). Однако по существу комплексы весьма различны. В критерий  $Bi$  коэфф. теплоотдачи  $\alpha$  входит как заданная величина, известная по постановке задачи. Здесь же  $\alpha$  — искомая величина. Поэтому полученный комплекс не есть критерий подобия. Его принято наз. числом Нуссельта (Nusselt)  $Nu \equiv \alpha l/\lambda$ .

Т. о., обобщенное ур-ние для интенсивности теплообмена должно представлять собой зависимость, к-рой  $Nu$  определяется как ф-ция от совокупности безразмерных аргументов. Если определяется среднее по поверхности значение коэфф. теплоотдачи, то относит. координаты выпадают из числа аргументов.

Другой модификацией безразмерного коэфф. теплоотдачи является не содержащая характерного размера комбинация из комплексов  $Nu$  и  $Pe$  — число Стантона  $St$  (Stanton)  $Nu/Pe = \alpha/c_p \rho v \equiv St$ . Преимущество числа  $St$  в том, что оно непосредственно связано с величинами, характеризующими интенсивность диссипации энергии в потоке. Так, для веществ с  $Pr = 1$  (практически все газы)  $St$  связан с коэфф. трения  $C_f$  и коэфф. гидродинамич. сопротивления  $\lambda$  весьма простыми соотношениями:  $St = C_f/2$  и  $St = \lambda/8$ . Если  $Pr \neq 1$ , то в ур-ния должны быть введены поправки, зависящие от  $Re$  и  $Pr$ .

Необходимость учитывать темп-рную зависимость физ. констант сильно усложняет задачу. Пока П. т. не дает общих и строгих методов преодоления этих трудностей. Для газов физ. константы можно с хорошим приближением представить в форме степенных ф-ций от абс. темп-ры  $T$ . В этих условиях влияние изменяемости физ. свойств среды можно отразить в обобщенных ур-ниях введением дополнит. аргумента, представляющего собой темп-рный критерий параметрич. типа  $T'/T''$  (где штрихами отмечены заданные по условию темп-ры среды и поверхности тела). Этот критерий наз. темп-рным фактором.

Для совр. науки и техники важное значение имеют газовые течения (или движение твердого тела относительно газообразной среды) весьма большой скорости, для к-рых существенно отношение  $(v^2/2c_p)/T$ ; его физ. смысл обусловлен тем, что числитель есть динамич. повышение темп-ры газа (т. е. результат эффекта, наз. аэродинамическим нагревом). Для газа  $\frac{v^2}{2c_p T} = \frac{k-1}{2} \left( \frac{v}{a} \right)^2$ , где  $k = c_p/c_v$  — показатель обратимой

адиабаты и  $a$  — скорость распространения звука в движущемся газе. Т. о., влияние квадратичных членов определяется двумя безразмерными характеристиками  $k$  и  $v/a$ , к-рые в условиях движения с большой скоростью должны быть включены в число аргументов обобщенных ур-ний. Показатель адиабаты представляет собой так же, как критерий  $Pr$ , сложную физ. константу и, согласно газокинетич. представлениям, связан с ним соотношением  $Pr = 4k/(9k-5)$ , к-рое с известным приближением оправдывается и для реальных газов. Следовательно, вводить показатель  $k$  в ур-ния нет необходимости, поскольку он уже представлен в них критерием  $Pr$ . Отношение скорости течения к скорости звука наз. числом Маха  $M$  (Mach) и обозначают  $M \equiv v/a$ .  $M$ -число — одна из важнейших безразмерных характеристик газодинамики, т. к. им определяется влияние сжимаемости среды на развитие процесса. Т. о., оно одновременно характеризует влияние двух таких внешне различных эффектов, как аэродинамич. нагрев и сжимаемость среды. Это объясняется тем, что  $M$  (точнее  $M^2$ ) определяет соотношение между кинетич. энергией направленного движения и энергией теплового движения (т. к. величина  $a^2$  пропорциональна среднеквадратичной скорости молекул  $c^2$ ). А это соотношение, в свою очередь, определяет и отношение динамич. повышения темп-ры к абс. темп-ре (т. е. относит. интенсивность аэродинамич. нагрева) и отношение динамич. напора к статич. давлению (т. е. сжимаемость газа).

Лит.: 1) Ehrenfest-Afanassjewa T., Der Dimensionsbegriff und der analytische Bau physikalischer Gleichungen, «Math. Ann.», 1915, Bd 77, H. 2; 2) e e ж e, Dimensional analysis viewed from the standpoint of the theory similitudes, «The London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag.», 1926, v. 1, № 1; 3) Гухман А. А., Физические основы теплопередачи, т. 1 — Теория подобия и ее приложения, М. — Л., 1934; 4) Кирпичев М. В., Михеев М. А., Моделирование тепловых устройств, М. — Л., 1936; 5) Теория подобия и моделирование. [Сборник], М., 1951; 6) Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 3 изд., М., 1954; 7) Эйгенсон Л. С., Моделирование, М., 1952; 8) Кирпичев М. В., Теория подобия, М., 1953; 9) Биркгоф Г., Гидродинамика, пер. с англ., М., 1963; 10) Колмогоров А. Н., Подобия теория, «БСЭ», т. 33, 2 изд., М., 1953; 11) Дьяконов Г. К., Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов, М. — Л., 1956; 12) Резняков А. Б., Метод подобия, Алма-Ата



1959; 13) Теплопередача и тепловое моделирование. Сб. статей, М., 1959; 14) Брайнес Я. М. Подобие и моделирование в химической и нефтехимической технологии, М., 1961; 15) Теория подобия и ее применение в теплотехнике. Труды первой межвузовской конференции, М., 1961; 16) Гухман А. А., Введение в теорию подобия, М., 1963.

А. А. Гухман.

**ПОДРЕШЕТКИ МАГНИТНЫЕ** вводятся для описания магнитной структуры кристаллов, обладающих атомным магнитным порядком (ферромагнетиков и антиферромагнетиков). В общем случае к одной и той же П. м. относят все атомы (ионы), имеющие параллельные магнитные моменты и принадлежащие к одной и той же кристаллохимич. решетке Браве; др. словами, П. м. — это совокупность всех атомных магнитных моментов, получающихся друг из друга с помощью параллельных переносов (трансляций) на расстояния, кратные основным периодам магнитной элементарной ячейки. Количество П. м. в общем случае равно числу магнитных атомов или ионов, приходящихся на одну примитивную магнитную ячейку. На практике при теоретич. расчете конкретных физ. свойств магнитных кристаллов часто обходятся меньшим количеством П. м., объединяя на основе тех или иных физ. соображений две или более П. м. в одну. Напр., антиферромагнетики с коллинеарной магнитной структурой (для  $k$ -рых магнитные моменты атомов или ионов направлены вдоль или против одной определенной оси — *оси антиферромагнетизма*) в большинстве случаев описывают с помощью представления о двух П. м., каждая из  $k$ -рых объединяет магнитные моменты одного и того же направления. Число П. м. определяет и равное ему число магнитных ветвей энергетич. спектра кристалла (т. е. число сортов *спиновых волн*, или магнонов). Поэтому при приближенном описании с меньшим (по сравнению с истинным) количеством П. м. утрачиваются некоторые из ветвей спектра. Очевидно, что упрощенное описание имеет смысл применять лишь при рассмотрении таких физ. свойств, на  $k$ -рые указанные ветви не оказывают существенного влияния. Известен ряд случаев (т. н. геликоидальные, или винтовые, магнитные структуры), для  $k$ -рых вообще нельзя ввести конечное количество П. м., так что последние в этих случаях теряют к.-л. смысл. Приведенное выше определение П. м. основано на чисто классич. представлениях. С точки зрения квантовой механики, подразделение магнитной структуры на отдельные П. м. с определенным направлением магнитных моментов в каждой, вообще говоря, нельзя считать строго обоснованным, так как из-за наличия *обменного взаимодействия* между атомами различных подрешеток магнитный момент отдельной П. м. не является интегралом движения.

Лит.: 1) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., 2 изд., М., 1962, гл. 15; 2) Антиферромагнетизм. Сб. [переводных] статей, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1956; 3) Антиферромагнетизм и ферриги, М., 1962 (Итоги науки, физ.-мат. науки, 4); 4) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963.

Е. А. Туров.

**ПОДЪЕМНАЯ СИЛА** — составляющая полной *аэродинамической силы*, действующей на тело при его движении в жидкой или газообразной среде, перпендикулярная направлению движения. П. с. — следствие несимметрии обтекания тела средой. П. с.  $Y$  пропорциональна плотности среды  $\rho$ , квадрату скорости движения тела  $v$  и характерной величине площади  $S$  тела, т. е.  $Y = c_y S \rho v^2 / 2$ , где  $c_y$  — безразмерный коэффициент П. с., зависящий от формы тела, его ориентации в пространстве и критериев подобия: чисел Рейнольдса  $Re$  и Маха  $M$ .

Для бесконечного крыла, обтекаемого идеальной несжимаемой жидкостью, Н. Е. Жуковский доказал теорему, устанавливающую связь между П. с. и *циркуляцией скорости*  $\Gamma$  (см. *Жуковского теорема*):  $Y = \rho v \Gamma$ . Теория идеальной жидкости не в состоянии

объяснить возникновение вихрей в набегающем на тело безвихревом потоке, поэтому Жуковский заменил крыло *присоединенным вихрем*, имеющим интенсивность, равную сумме интенсивности вихрей, образующихся в пограничном слое крыла при обтекании его реальной жидкостью.

Согласно теории крыла Жуковского, коэфф. П. с.  $c_y = 2m(\alpha - \alpha_0)$ , где  $2m = dc_y/da$  зависит только от формы профиля, а  $\alpha_0$  — угол нулевой П. с., зависящий от кривизны профиля; для тонкой изогнутой пластины  $c_y = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$ . В реальной жидкости в результате влияния вязкости величина  $dc_y/da$  меньше теоретической (рис. 1); причем эта разница возрастает по мере увеличения толщины профиля; истинное значение угла  $\alpha_0$  также меньше теоретического. Кроме того, по мере увеличения угла атаки  $dc_y/da$  монотонно убывает и становится равным нулю при угле атаки  $\alpha_{кр}$ , к-рому соответствует макс. величина П. с. —  $c_{y\max}$ . Дальнейшее увеличение  $\alpha$  ведет к резкому падению  $c_y$  и возрастанию коэфф. лобового сопротивления  $c_x$ , что вызывается возникновением отрыва пограничного слоя от верхней поверхности крыла. С ростом  $\alpha$  отрыв распространяется на все большую поверхность профиля. Величина  $c_{y\max}$  имеет существенное значение, т. к. чем она больше, тем меньше скорость взлета и посадки самолета.

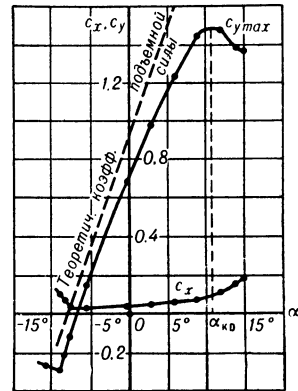


Рис. 1. Зависимость  $c_y$  и  $c_x$  от  $\alpha$ .

объяснить возникновение вихрей в набегающем на тело безвихревом потоке, поэтому Жуковский заменил крыло *присоединенным вихрем*, имеющим интенсивность, равную сумме интенсивности вихрей, образующихся в пограничном слое крыла при обтекании его реальной жидкостью.

В случае крыла конечного размаха, кроме присоединенного вихря, расположенного перпендикулярно потоку, имеет место система свободных вихрей, расположенных по потоку, — вихревая пелена, вызывающая появление *индуктивного сопротивления*. Т. к. вихревая пелена создает снос потока и уменьшает угол атаки на величину  $\Delta\alpha = c_y / \pi l$ , то П. с. крыла конечного размаха равна  $c_y = 2\pi(\alpha - \alpha_0) / (1 - 2\Delta\alpha)$ , где  $l = l^2/S$  — удлинение, а  $l$  — размах крыла.

При больших докритич. скоростях —  $M < M_{кр}$  ( $M_{кр}$  — значение числа  $M$  набегающего потока, при  $k$ -ром вблизи поверхности профиля местные значения числа  $M = 1$ ) — становится существенной сжимаемость газа. Для слабо изогнутых и тонких профилей при малых углах атаки сжимаемость можно приблизительно учесть, если вместо обтекания газом заданного профиля рассмотреть обтекание несжимаемой жидкостью некоего эквивалентного профиля и всей области течения путем увеличения всех поперечных размеров в  $1/\sqrt{1 - M^2}$  раз. Деформация оказывается столь незначительной, что для определения  $c_y$  достаточно учесть изменение только угла атаки, т. е. положить  $\alpha' = \alpha / \sqrt{1 - M^2}$ ,  $c_y = (c_y)_{несж} / \sqrt{1 - M^2}$ .

При сверхзвуковых скоростях характер обтекания существенно меняется. Так, при обтекании плоской пластины у передней кромки на верхней поверхности образуются волны разрежения, а на нижней — ударная волна (рис. 2). В результате давление  $p_n$  на нижней поверхности пластины становится больше, чем на верхней; возникает суммарная сила, нормальная к поверхности пластины, вертикальная составляющая к-рой и есть П. с. Для малых  $M > 1$  и малых  $\alpha$  П. с.



пластины может быть вычислена по формуле  $c_y = 4\alpha/\sqrt{M^2 - 1}$ . Эта ф-ла справедлива и для тонких профилей произвольной формы с острой передней кромкой.

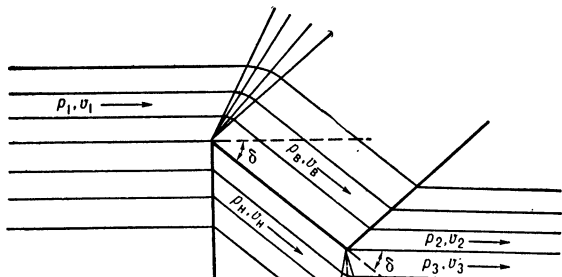


Рис. 2. Схема сверхзвукового обтекания пластины:  $p_B < p_1$ ,  $v_B > v_1$ ;  $p_2 > p_B$ ,  $v_2 < v_B$ ;  $p_H > p_1$ ,  $v_H < v_1$ ;  $p_3 < p_H$ ,  $v_3 > v_H$ .

В общем случае явление значительно усложняется, т. к. у передней кромки крыла возникает головная ударная волна: присоединенная — в случае острой кромки или отошедшая — в случае тупой кромки. Наличие скачков уплотнения может вызвать отрыв пограничного слоя от поверхности крыла. В случае крыльев конечного размаха треугольного или стреловидного типа, когда составляющая скорости набегающего потока, нормальная к передней или задней кромке крыла, меньше скорости звука, явление еще более усложняется. См. также *Сверхзвуковое течение*.

Лит.: 1) Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях, Избр. соч., т. 2, М.—Л., 1948; 2) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957; 3) Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 2 изд., М., 1953; 4) Ферри А., Аэродинамика сверхзвуковых течений, пер. с англ., М., 1953.

**ПОДЪЕМНАЯ СИЛА МАГНИТА** — вес  $P$  наибольшего груза (вместе с якорем), к-рый может держать данный магнит (или электромагнит). П. с. м. зависит как от материала, объема и формы магнита и его арматуры (полюсных наконечников и якоря), так и от условий опыта. При простейших условиях, когда: 1) полюсные наконечники соприкасаются с якорем по горизонт. плоскости и скольжение якоря вдоль этой плоскости устранено (напр., применением соответствующих направляющих или же за счет достаточного большого трения между наконечниками и якорем); 2) отрыв якоря от магнита (при весе груза, чуть-чуть превышающем П. с. м.) происходит сразу по всей поверхности соприкосновения его с наконечниками; 3) весь поток индукции, проходящий через наконечники в якорь, замыкается внутри якоря (для чего проводимость магнитная якоря должна быть настолько большой, чтобы поток рассеяния якоря был ничтожным), П. с. м.  $P = \int B_n I_n dS$ , как в еди-

ницах СГС, так и в единицах СИ. Здесь  $S$  — площадь той части поверхности якоря, по к-рой он соприкасается с наконечниками (точнее, в пределах к-рой зазор между якорем и наконечниками мал);  $B_n$ ,  $I_n$  — нормальные составляющие индукции в наконечнике и намагниченности в якорю у элемента площади  $dS$ . Напр., если наконечники и якорь изготовлены из железа (или низколегированной малоуглеродистой стали) и намагничены до насыщения по всей площади их соприкосновения, причем все перечисленные условия выполнены, то  $B_n = 2,2 \cdot 10^4$  гс =  $2,2$  тл;  $I_n = 1,75 \cdot 10^8$  ед. СГСМ =  $1,75 \cdot 10^6$  а/м, и  $p = P/S = 3,85 \cdot 10^7$  дин/см<sup>2</sup> =  $3,85 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>. При тех же условиях арматура из железо-кобальтового сплава, магнитное насыщение к-рого на 10% выше,

даст увеличение  $p$  на 20%. Если же по любой причине значения  $B_n$  и  $I_n$  будут в  $n$  раз ниже, то  $p$  уменьшится в  $n^2$  раз.

При конструировании магнита (или электромагнита) на заданную величину П. с. м. обычно берут для  $B_n$  и  $I_n$  значения порядка 90% от значений  $B$  и  $I$  для магнитного насыщения материала арматуры (т. к. доведение его до полного насыщения намного увеличило бы необходимую магнитодвижущую силу); расчет ведут по ф-лам:  $p = B_n I_n$  и  $S = P/p$ . Требуемый поток индукции в теле магнита (или ярме электромагнита)  $\Phi = (1 + \alpha) B_n S$ , где  $\alpha$  — коэфф. рассеяния (составляющий у лучших конструкций неск. десятых долей, у худших — неск. целых единиц). Значения  $B$ ,  $H$  в магните выгодно брать близкими к тем, при к-рых произведение  $BH$  на «размагничивающей» части петли гистерезиса материала максимально (напр., у сплава магнито максимум  $BH$  получается при  $B_M \approx 10\ 000$  гс,  $H_M \approx 400$  э). Для этих значений сечение магнита  $S_M = \Phi/B_M$ . Длину  $L$  магнита нужно выбрать так, чтобы магнитодвижущая сила магнита  $F_M = LH_M$  равнялась падению магнитного потенциала в арматуре и всех зазорах (в случае электромагнита  $F_M$  определяется числом ампервитков обмотки и расходуется на падение потенциала в ярме, арматуре и зазорах).

Лит.: Кантер А. С., Постоянные магниты, М. — Л., 1938. Р. И. Янус.

**ПОЗИТРОН** ( $e^+$ ) — элементарная частица с единичным положительным электрич. зарядом и массой, с точностью 0,007% совпадающей с массой электрона [ $m = (0,510976 \pm 0,000007) M_{e0}$ ] [3]. Спин  $\Pi$ . равен  $1/2 \hbar$  (следовательно,  $\Pi$ . подчиняется Ферми — Дирака статистике), магнитный момент  $\mu$  равен по величине и противоположен по знаку магнитному моменту электрона [ $\mu = (1,001162 \pm 0,000004) \cdot e \hbar / 2m_e c$ , где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света].

$\Pi$ . — античастица электрона. При классификации элементарных частиц  $\Pi$ . относят к классу лептонов. Как и все лептоны,  $\Pi$ . взаимодействуют с др. частицами только с помощью электромагнитного и слабого взаимодействия. Сила электромагнитных взаимодействий  $\Pi$ . [тормозного излучения, фотообразования электрон-позитронной пары (см. Пар образование) и др.] характеризуется постоянной тонкой структуры  $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ . Слабые взаимодействия, представляющие в основном процессы распада типа распада мюона  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$ , характеризуются эффективной безразмерной константой связи, равной по порядку величины  $10^{-14}$ .

В вакууме  $\Pi$ . — стабильная частица. При движении в веществе  $\Pi$ . участвует в процессах радиационного торможения в поле ядра и атомных электронов, ионизации атомов среды, многократного рассеяния; при столкновении  $\Pi$ . с электроном происходит процесс аннигиляции пары  $e^+e^-$  с образованием  $\gamma$ -квантов (как правило, двух), причем энергия пары переходит в энергию испущенных фотонов. При больших энергиях  $\Pi$ . ( $E \gg m_e c^2$ ) фотоны испускаются преимущественно вперед и назад по отношению к направлению движения  $\Pi$ .: фотон, летящий вперед, приобретает почти всю энергию  $\Pi$ ., а летящий назад — энергию  $\sim m_e c^2$ . На этом свойстве процесса аннигиляции основан один из методов получения монохроматич. пучков  $\gamma$ -квантов высокой энергии.

Вследствие сильной зависимости сечения аннигиляции от относит. скорости  $\Pi$ . и электрона  $v$  [1] (при малых  $v$   $\sigma_{\text{анн}} \sim 1/v$ ) скорость центра масс аннигилирующей  $e^+e^-$  пары практически (с точностью до малого  $v$ ) совпадает со скоростью электрона вещества. Это позволило определить импульсное распределение

электронов в металлах по распределению углов разлета двух фотонов при аннигиляции П. [4]. Предполагается также использовать этот эффект для определения энергетич. спектра электронов в плазме (непосредственно связанного с электронной темп-рой плазмы) [5].

При взаимодействии П. малой энергии с электроном может образоваться *позитроний*.

Существование П. было предсказано за два года до его открытия П. А. М. Дираком как следствие требования релятивистской инвариантности квантовой механики теории электрона [2] (см. *Дирака уравнение*). Экспериментально П. был обнаружен С. Андерсоном в 1932 г. при исследовании состава космич. лучей методом камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле [6, 7]. Процесс образования  $e^+e^-$ -пары фотонами радиоактивных источников впервые наблюдали на фотографии с камеры Вильсона в 1933 г. Ф. и И. Жолио-Кюри [8]. Они же в опытах по открытию искусств. радиоактивности наблюдали испускание П. радиоактивным изотопом фосфора  $P^{30}$ . Эти процессы: образование  $e^+e^-$ -пар  $\gamma$ -квантами высокой энергии и позитронная радиоактивность, служат основными источниками П.

*Лит.:* 1) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 2) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 3) Snow G. A., Sharigo M. M., «Rev. Modern Phys.», 1961, v. 33, № 2; 4) Stewart A., «Canad. J. Phys.», 1957, v. 35, № 2, p. 168; 5) Егизаров Б. Г., Максимов Л. А., Сазыкин А. А., в кн.: Некоторые вопросы техники физического эксперимента при исследовании газового разряда. Научно-технический сборник, вып. 3, М., 1961, с. 114; 6) Anderson S. D., «Science», 1932, v. 76, № 1967, p. 238; 7) ег о же, «Phys. Rev.», 1933, v. 43, Ser. 2, № 6, p. 491; 8) Curie I., Joliot F., «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1933, t. 196, № 21, p. 1581; 9) и х же, там же, 1933, t. 196, № 25, p. 1885.

Б. Б. Говорков.

**ПОЗИТРОНИЙ** — связанное состояние электрона и позитрона; аналогичен атому водорода, в к-ром протон заменен позитроном. П. является простейшей чисто электродинамич. системой двух тел; поэтому его изучение представляет особый интерес, т. к. позволяет проверить справедливость *квантовой электродинамики*.

Теоретически существование П. было предсказано в 1934 г. Мохоровичичем (S. Mohorovičić), вскоре после открытия позитрона. Экспериментально П. открыт в 1951 г. М. Дейчем при исследовании излучения от аннигиляции позитронов, остановившихся в газах. Свободный П. образуется при столкновении позитрона с атомом газа, в результате чего атомный электрон захватывается позитроном. Для регистрации П. был использован тот факт, что вероятность аннигиляции свободных позитронов пропорциональна давлению газа, в то время как вероятность распада

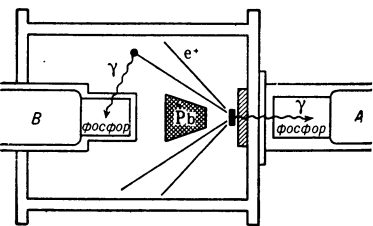


Рис. 1. Схема аппаратуры для измерения времени жизни позитронов в газах.

П. на фотоны (см. ниже) не зависит от него. Измерения проводились по методу запаздывающих совпадений. Источником позитронов служил изотоп  $Na^{22}$ , к-рый практически одновременно с каждым позитроном испускает  $\gamma$ -квант. Источник помещался перед сцинтилляционным счетчиком А (рис. 1), к-рый регистрировал эти  $\gamma$ -кванты, давая сигнал о рождении позитрона. Проходя через газ, давление и состав к-рого регулировались, позитроны аннигилировали. Второй счетчик В, защищенный от прямых  $\gamma$ -квантов источника, регистрировал излучение аннигиляции,

давая, т. о., сигнал об уничтожении позитрона. Время между этими двумя сигналами, равное времени жизни позитрона, измерялось с помощью многоканальной схемы запаздывающих совпадений. Среднее время жизни позитронов во фреоне ( $CCl_2F_2$ ) оказалось практически не зависящим от давления и равным  $1,4 \cdot 10^{-7}$  сек, что совпадало с теоретически вычисленным временем жизни ортопозитрония (см. ниже). До сих пор экспериментально наблюдалось гл. обр. основное состояние П., т. е. состояние с главным квантовым числом  $n = 1$ .

Изучение П. в твердых телах и жидкостях значительно сложнее, т. к. в этом случае П. не является свободным.

Суммарный спин П. — интеграл движения; он характеризуется квантовым числом  $s$ , к-рое определяет собственные значения квадрата суммарного спина  $s(s + 1)$  (в единицах  $\hbar^2$ , где  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  — постоянная Планка). Поскольку спины электрона и позитрона равны  $1/2$ , то, согласно правилам сложения угловых моментов в квантовой механике,  $s$  может принимать два значения: 0, когда спины электрона и позитрона антипараллельны, и 1, когда спины параллельны. В связи с этим все уровни энергии П. могут быть разделены на синглетные с  $s = 0$  (парапозитроний) и триплетные с  $s = 1$  (ортопозитроний). Квантовое число орбитального углового момента может принимать значения  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ . В частности, для основного состояния имеется всего два уровня  $^1S_0$  и  $^3S_1$ .

П. представляет собой метастабильную систему, распадающуюся на фотоны вследствие аннигиляции электрона и позитрона. Состояние парапозитрония является зарядово-четным, и поэтому он может распадаться лишь на четное число фотонов; напротив, состояние ортопозитрония зарядово-нечетно, и, следовательно, он может распадаться только на нечетное число фотонов. Поскольку вероятность распада на  $k$  фотонов пропорциональна  $\alpha^k$  ( $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света), то парапозитроний распадается в основном на 2 фотона, каждый из к-рых в системе покоя П. имеет энергию  $mc^2$  ( $\approx 510$  кэв), а ортопозитроний — на 3 фотона, полная энергия к-рых в системе покоя П. равна  $2mc^2$  ( $m$  — масса электрона). Теоретически вычисленное время жизни равно для парапозитрония  $\tau_0 = 1,25 \cdot 10^{-10}$  сек, для ортопозитрония  $\tau_1 = 1,4 \cdot 10^{-7}$  сек. Теоретич. значения  $\tau_1$ ,

а также предсказания теории относительно поляризации фотонов распада и их энергетич. спектра подтверждаются с хорошей точностью в эксперименте.

В низшем приближении взаимодействие электрона и позитрона — чисто кулоновское; поэтому соответствующие уровни энергии П. определяются нерелятивистским выражением для уровней энергии атома водорода (с приведенной массой  $m/2$ ):

$$W_n = -\frac{m \alpha^2}{4 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Т. о., энергия связи П. равна половине соответствующей энергии связи атома водорода (если считать отношение массы электрона к массе протона равным нулю). В частности, энергия ионизации П. равна 6,8 эв.

Релятивистское волновое ур-ние для системы двух частиц позволяет вычислить поправки к нерелятивистским кулоновским уровням энергии (1) в виде разложения по степеням  $\alpha$ . Поправки порядка  $\alpha^4$  возникают от релятивистских эффектов (взаимодействия спиновых магнитных моментов электрона и позитрона) и от виртуального взаимодействия с электромагнитным полем, вызывающего аннигиляцию электронно-позитронных пар (обменное взаимодействие). Учет виртуальных процессов более высоких порядков, предсказываемых квантовой электродинамикой, —

аномального магнитного момента электрона и позитрона, поляризации вакуума, двухфотонного обмена и др., — дает поправки порядка  $\alpha^5$  и т. д. При этом появляется зависимость энергии связи от квантовых чисел полного спина, орбитального углового момента и полного момента системы, и, следовательно, уровни энергии (1) при фиксированном  $n$  расщепляются на подуровни (тонкая и сверхтонкая структура). В частности, теоретически вычисленная величина расщепления основных уровней энергии  ${}^3S_1$  и  ${}^1S_0$  равна:

$$\Delta W = W({}^3S_1) - W({}^1S_0) = \alpha^4 \cdot \frac{m}{2} \left[ \frac{7}{6} - \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{16}{9} + \ln 2 \right) \right] = 2,0337 \cdot 10^5 \text{ Мэв} \quad (2)$$

(или  $\Delta W = 8,41 \cdot 10^{-4}$  эв). Эта величина может быть измерена экспериментально с помощью *Зеемана явления* в П. Оператор энергии взаимодействия П. с внешним магнитным полем вследствие равенства нулю оператора орбитального магнитного момента имеет вид

$$V = -\mu(\sigma_1 - \sigma_2)H, \quad (3)$$

где  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля,  $1/2\sigma_1$  и  $1/2\sigma_2$  — операторы спина электрона и позитрона ( $\sigma$  — Паули спиновые матрицы), а  $\mu$  — величина магнитного момента электрона. Эффект, пропорциональный полю, отсутствует. Поскольку оператор  $V$  не коммутирует с оператором полного спина  $s = 1/2(\sigma_1 + \sigma_2)$ , то собственные состояния этих операторов не совпадают и появляется смесь триплетного ( $s = 1$ ) и синглетного ( $s = 0$ ) состояний с  $M = 0$ , где  $M$  — магнитное квантовое число.

Магнитное поле не влияет на положение триплетных уровней энергии с  $M = \pm 1$  (рис. 2). Появление смеси основных состояний  ${}^1S_0$  и  ${}^3S_1$  существенно сказывается на вероятности распада П., т. к. триплетные состояния с  $M = 0$  могут теперь распадаться как синглетные.

Рис. 2. Расщепление основных уровней энергии позитрония в магнитном поле.

Если подобрать частоту внешнего электрич. поля равной величине расщепления триплетных уровней с  $M = \pm 1$  и  $M = 0$ , то возникающие при этом переходы вызывают синглетные распады триплетных уровней с  $M = \pm 1$ . Величина этого расщепления дается выражением

$$\hbar\omega = \frac{\Delta W}{2} (\sqrt{1+x^2} - 1), \quad (4)$$

где  $x = (2e\hbar/mc)H/\Delta W$ ,  $\Delta W$  — величина расщепления основных уровней  ${}^3S_1$  и  ${}^1S_0$  в отсутствие магнитного поля. Величину  $\Delta W$  можно определить экспериментально, подбирая (при фиксированном  $H$ ) резонансное значение  $\omega$ , при к-ром наблюдается макс. уменьшение числа триплетных распадов. Эксперимент с большой точностью дает значение  $\Delta W = (2,0336 \pm 0,0002) \cdot 10^5 \text{ Мэв}$ , к-рое находится в отличном согласии с теоретич. значением (2). Это согласие наряду с лэмбовским сдвигом и аномальным магнитным моментом электрона служит подтверждением справедливости основных положений квантовой электродинамики.

Лит.: 1) Ахизер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, с. 370, 418, 577; 2) Соколов А. А., Введение в квантовую электродинамику, М., 1958, с. 322, 502; 3) Deutsch M., «Prog. Nucl. Phys.», 1953, v. 3, p. 131; 4) De Benedetti S., Corben H. C., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1954, v. 4, p. 191; 5) Hughes V. W., Marger S., Wu C. S., «Phys. Rev.», 1957, v. 106, № 5, p. 934.

**ПОЗИЦИОНЕР** — устройство, применяемое в пневматич. и гидравлич. исполнительных механизмах для

увеличения их перестановочного усилия, для преодоления сил трения в салнике и подвижной системе регулирующего органа и сил давления среды, протекающей через регулирующий клапан. П. представляет собой усилит. устройство с *обратной связью* по положению регулирующего органа, в к-ром входной сигнал усиливается по величине, а если требуется, то и по мощности. Питание П. осуществляется от линии с более высоким давлением, чем питание пневматич. приборов и регуляторов. На вход П. поступает пневматич. или гидравлич. сигнал от регулятора или другого управляющего устройства, а давление с выхода П. подается к исполнит.

механизму. Обычно П. устанавливаются непосредственно на исполнительных механизмах. На рис. представлена схема П. пневматич. регулирующего клапана. Сжатый воздух от регулятора подводится к сальфону 1, дно к-рого через рычаг 3 связано с рычагом 4, на к-ром укреплен клапан 7; правый конец рычага связан со штоком 5 регулирующего органа 6. По трубке 2 к камере 8 подводится сжатый воздух из линии питания П. Клапан 7, изменяя проходное сечение окон 9, связывающих камеру 8 с атмосферой, управляет величиной давления сжатого воздуха, поступающего в камеру над мембраной 10. При увеличении входного сигнала сальфон, разжимаясь, приподнимает клапан 7, окна 9 прикрываются, давление на мембране возрастает, мембрана прогибается и перемещает вниз шток 5. Рычаг 4 начинает передвигать клапан 7 в сторону, противоположную начальному направлению движения. Обратная связь по положению, осуществляемая рычагом 4, обеспечивает установку регулирующего органа в положение, соответствующее величине управляющего сигнала, независимо от сил трения. Статич. характеристика П., выражающая зависимость хода мембраны от величины управляющего сигнала, линейна.

Наличие П. уменьшает запаздывание в системе регулирования, т. к. сжатый воздух от регулирующего устройства заполняет малый объем приемного элемента, напр. сальфона, а заполнение больших объемов в исполнительных механизмах производится от П., в к-ром сигнал может усиливаться по мощности.

Лит.: 1) Лосиевский В. Л., Автоматические регуляторы, М., 1944; 2) Андерс В. Р., Пантаев Н. Ф., Автоматическое регулирование процессов переработки нефти, М., 1954.

**ПОЙНТИНГА ВЕКТОР** — вектор П., направление к-рого совпадает с направлением распространения энергии электромагнитного поля, а величина равна количеству энергии, протекающему в ед. времени через ед. поверхности, перпендикулярной к направлению вектора:

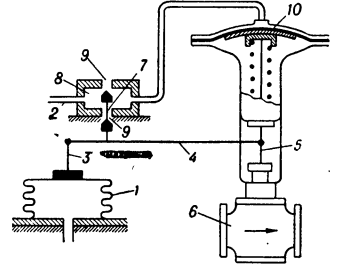
$$\mathbf{P} = [\mathbf{E}\mathbf{H}],$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — векторы напряженности электрич. и магнитного полей.

Поток П. в. сквозь замкнутую поверхность  $S$ , ограничивающую объем  $V$ , определяется теоремой Умова—Пойнтинга:

$$-\oint_S \mathbf{P} ds = \frac{dW}{dt} + \int_V \sigma E^2 dV - \int_V \sigma_{\text{ст}} E^2 dV,$$

где 1-й член правой части равен изменению в ед. времени электромагнитной энергии  $W$  в объеме  $V$ ; 2-й — электромагнитной мощности, расходуемой в том же объеме на тепловые потери ( $\sigma$  — удельная



проводимость среды); и 3-й — электромагнитной мощности, создаваемой сторонними эдс и токами, в объеме  $V$ .

В поле монохроматической электромагнитной волны частоты  $\omega$  вводят комплексный  $\Pi$  в:

$$\tilde{\Pi} = 1/2 [\dot{E}\dot{H}^*] = 1/2 [\dot{E}^*\dot{H}],$$

где  $\dot{E}$  и  $\dot{H}$  — векторы комплексных амплитуд напряженностей электрич. и магнитного полей;  $\dot{H}^*$  и  $\dot{E}^*$  — векторы сопряженных комплексных амплитуд напряженностей электрич. и магнитного полей. Поток комплексного  $\Pi$  в. сквозь замкнутую поверхность (при отсутствии сторонних сил) равен:

$$-\oint_S \Pi ds = 1/2 \int_V \sigma E^2 dV + 2i\omega \int 1/4 (\mu_a H^2 - \epsilon_a E^2) dV.$$

Здесь действит. часть — активная мощность тепловых потерь, а мнимая — реактивная мощность ( $\mu_a$  и  $\epsilon_a$  — абс. магнитная и диэлектрич. проницаемости среды).

Лит.: Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В., Электромагнитные поля и волны, М., 1956, гл. VI, § 6. В. М. Лавров.

**ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА ЭФФЕКТ** — явление торможения солнечным светом гелиоцентрич. движения космич. тел. Идея П.—Р. э., сопровождаемая ошибочным расчетом, впервые была высказана в 1903 г. Пойнтингом. Строгая релятивистская теория явления разработана в 1937 г. Робертсоном, показавшим, что на абсолютно черную изотропно переизлучающую частицу действует сила светового давления, радиальный  $F_r$  и трансверсальный  $F_p$  компоненты к-рой с точностью до членов 1-го порядка относительно  $v/c$  равны:

$$F_r = F_0 \left(1 - \frac{2v_r}{c}\right), F_p = -F_0 \frac{v_p}{c}. \quad (1)$$

Здесь  $F_0$  — давление на покоящуюся частицу,  $v_r$  и  $v_p$  — компоненты ее скорости,  $c$  — скорость света. Под влиянием силы  $F_p$ , уменьшающей кинетич. момент частицы, последняя приближается по спирали к Солнцу и выдает на него за время  $t = 7 \cdot 10^6 a \delta R_0^2$  лет, где  $a$  — радиус (в см),  $\delta$  — плотность (в г/см<sup>3</sup>) частицы и  $R_0$  — радиус ее начальной круговой орбиты (в астрономич. единицах).

Ф-лы (1) можно вывести из след. простых соображений. В ед. времени частица поглощает (с учетом эффекта Доплера) массу света  $m = m_0(1 - v_r/c)$ , где  $m_0 = F_0/c$ , а затем приводит эту массу в движение со скоростью  $v$ . В итоге на частицу действуют 2 силы: прямое давление падающего света  $F'_r = mc$  и реактивная тангенциальная сила  $F_\tau = -mv$ . Полярные компоненты  $F_r$  и образуют в сумме с  $F'_r$  систему сил (1).

В 1950 г. установлено существование аналогичного планетоцентрич. эффекта лучевого торможения, благодаря к-рому радиус  $r_0$  начальной орбиты частицы, движущейся вокруг планеты на расстоянии  $R$  от Солнца, уменьшается в  $r_0/r_1$  раз за время  $t = 9,5 \cdot 10^6 \times a \delta R^2 \ln(r_0/r_1)$  лет.

Обусловленное обоими эффектами как бы «всасывание» Солнцем и планетами окружающей их метеорной среды используется в ряде космогонич. построений.

Лит.: 1) P o u n t i n g J. H., Collected scientific papers, Camb., 1920; 2) R o b e r t s o n H., Dynamical effects of radiation pressure in the solar system, «Monthly Notices», 1937, v. 97, № 6, p. 423; 3) Р а д з и е в с к и й В. В., Планетоцентрический эффект лучевого торможения, «ДАН СССР», 1950, т. 74, № 2, с. 197; 4) Ф е с е н к о в В. Г., Метеорная материя в междупланетном пространстве, М.—Л., 1947. В. В. Радзиевский.

**ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ** а б с о л ю т н ы й — отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости света в данной среде; о т н о с и т е л ь н ы й — отношение скорости света в среде II к ско-

рости света в среде I; относит. П. п. равен отношению абсолютных П. п. среды II и среды I. П. п. равен отношению синусов углов падающего и преломленного лучей с перпендикуляром к плоскости раздела сред (см. *Преломление света*).

П. п.  $n$  связан с диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостями, измеренными при частотах, соответствующих световым колебаниям данной длины волны  $\lambda$ , выражением  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ . В принципе можно связать величину П. п. с *полярностью* (см. *Рефракция молекулярная*).

П. п. зависит от  $\lambda$  (см. *Дисперсия света*) и от состояния среды — ее темп-ры, давления и т. д. Для анизотропных сред характерна зависимость П. п. от направления распространения света (см. *Кристаллооптика*). Поглощающие среды характеризуются комплексным П. п. (см. *Поглощение света, Металлооптика*).

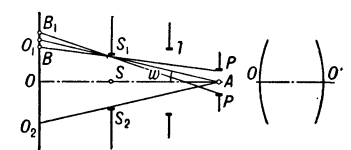
П. п. измеряется по отношению к воздуху, чаще всего в свете желтого дублета Na с  $\lambda = 5890-5896 \text{ \AA}$  при  $0^\circ$  или  $20^\circ \text{ C}$  и 1 атм. Величина П. п. для твердых тел изменяется в интервале от 1,3 до 4,0, для жидкостей — от 1,2 до 1,9 [2], для газов (при норм. условиях) — от 1,000635 (He) до 1,000702 (Xe).

Лит.: 1) Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Справочник химика, т. 2, 2 изд., М., 1963. В. А. Зубов.

**ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА** — численная характеристика цвета небесного объекта, разность *звездных величин*, измеренных в двух различных участках спектра. Наиболее употребительны П. ц., определяемые по измерениям в синей и желтой частях спектра. В совр. системе звездных величин  $U, B, V$  (соответственно  $\lambda_{\text{эф}} \approx 3500, 4350$  и  $5550 \text{ \AA}$ ) образуют 2 П. ц.  $U-B$  и  $B-V$ . Для белых звезд типа AOV принято  $U-B = B-V = 0$ . У красных звезд такие П. ц. больше 1. П. ц. применяются при исследованиях физики и эволюции звезд и строения Галактики.

Лит.: 1) М а р т ы н о в Д. Я., Курс практической астрофизики, М., 1960, § 19, 20, 21; 2) П а р е н а г о П. П., Шкалы и каталоги звездных величин, «Успехи астрон. наук», 1948, т. 4, с. 257. А. С. Шаров.

**ПОЛЕ ЗРЕНИЯ** оптической системы — часть пространства (или плоскости), изображаемая оптич. системой. Величина П. з. может быть определена след. образом. Вычисляются положение и величина изображений всех контуров оптич. деталей, ограничивающих световые пучки (оправы линз и призм, диафрагмы и т. д.) в пространстве предметов системы. Для этого все детали изображаются через линзы и зеркала, находящиеся впереди этих деталей. П. з. определяется тем из этих контуров  $S_1S_2, T_1T_2$  и т. д., к-рый виден из центра  $A$  входного зрачка под наименьшим углом (см. рис.); этот контур наз. входным люком  $S_1S_2$ , а диафрагма, изображением к-рой он является, и будет диафрагмой П. з.  $SS$  (на рис. не изображена). Величина П. з. измеряется либо углом  $2\omega$ , под к-рым виден входной люк  $S_1S_2$  или соответствующая часть предмета  $O_1O_2$  из центра входного зрачка  $A$  (угловое поле), либо линейными размерами этой части  $O_1O_2$  (линейное поле). В общем случае, когда плоскости предмета  $O_1O_2$  и входного люка  $S_1S_2$  не совпадают, края П. з. не резки, т. е. имеет место виньетирование. Ширина колбы виньетирования равна  $BB'$ . Если плоскость входного люка совпадает с плоскостью предмета, граница П. з. резка. Этого стараются добиться в большинстве телескопич. систем, для чего диафрагму П. з. ставят в фокальную плоскость объектива. Угол П. з. в пространстве пред-



метов телескопич. систем обратно пропорционален увеличению. В биноклях он лежит в пределах 5—10°, а в больших астрономич. рефлекторах не превышает неск. минут дуги. В фотографич. объективах П. з. ограничивается гл. обр. качеством изображения и лежит в пределах от неск. градусов (длиннофокусные объективы) до 120—140° в спец. широкоугольных объективах. Линейное поле окуляров большинства микроскопов среднего и большого увеличения постоянно и равно 18 мм, поэтому линейное поле в пространстве объектов равно 18/β мм, где β — линейное увеличение микроскопа.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М. — Л., 1948, гл. IX; 2) Слюсарев Г. Г., Геометрическая оптика, М. — Л., 1946, гл. VII. Г. Г. Слюсарев.

**ПОЛЗУЧЕСТИ ТЕОРИЯ** (м а т е м а т и ч е с к а я) — раздел механики сплошной среды, занимающийся изучением очень медленных течений твердых тел. В связи с разнообразием механ. свойств твердых тел единой П. т. нет. Наибольшее развитие получили П. т. металлов и бетона, что объясняется важными технич. приложениями. Вопросы прочности металлич. конструкций, работающих в условиях высокой темп-ры (паровые и газовые турбины, реактивные двигатели, химико-технологич. установки и т. д.), определяются гл. обр. ползучестью. Учет деформаций ползучести в бетонных и железобетонных конструкциях также необходим, поскольку ползучесть приводит к значит. перераспределению напряжений. Значит. интерес представляет развитие П. т. пластмасс. В зависимости от приложения П. т. рассматривает длительные (до сотен тысяч ч) и кратковременные (неск. мин или ч) процессы ползучести.

Для изучения ползучести металлов испытываются цилиндрич. образцы (на растяжение — при различных программах нагружения — см. рис. 1) и тонкостенные трубки (сложное напряженное состояние).

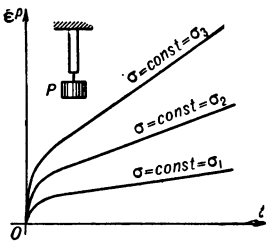


Рис. 1. Кривые ползучести металлов при различных  $\sigma = \text{const.}$

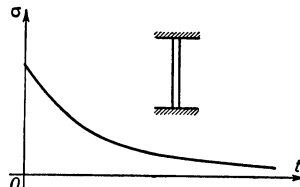


Рис. 2. Кривая релаксации напряжения при постоянной деформации.

При постоянных деформациях напряжения вследствие ползучести с течением времени падают — т. н. релаксация напряжений (рис. 2). Скорость полной деформации  $\dot{\epsilon}$  складывается из скорости упругой деформации  $\dot{\epsilon}^e$  и скорости деформации ползучести  $\dot{\epsilon}^p$ .

Для металлов большей частью пользуются теорией течения:  $\dot{\epsilon}^p = f(\sigma, t)$  ( $\sigma$  — напряжение,  $t$  — время), к-рая удовлетворительно описывает ползучесть при напряжениях, изменяющихся медленно и монотонно, но имеет существенно нелинейный характер зависимости  $\dot{\epsilon}^p$  от  $\sigma$ .

Более полное описание ползучести дает теория упрочнения:  $\dot{\epsilon}^p = f(\sigma, \epsilon^p)$ , к-рая удобна для приближенного анализа кратковременной ползучести при высоком уровне напряжений. Теория упрочнения правильно улавливает нек-рые особенности ползучести при изменяющихся напряжениях, однако ее применение связано с большими математич. трудностями.

Значительно реже пользуются теорией наследственности:  $\epsilon(\sigma) = \sigma(t) + \int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau$ ,

где  $\epsilon$  — полная деформация, а  $K(t-\tau)$  — т. н. ядро последствия, к-рое характеризует, в какой мере в момент времени  $t$  ощущается влияние (последствие) на деформацию единичного напряжения, действовавшего в течение единичного промежутка времени в более ранний момент  $\tau$ . Т. к. напряжение действует и в другие моменты времени, то суммарное последствие учитывается интегральным членом. Теория наследственности определяет полную деформацию и дает качественное описание нек-рых более сложных явлений (напр., эффекта обратной ползучести).

Переход к сложному напряженному состоянию осуществляется обычно по схеме  $\dot{\epsilon}_{ij}^p = F \cdot s_{ij}$ , где  $s_{ij}$  — компоненты девиатора напряжения, а  $F$  — ф-ция времени и интенсивности касат. напряжений (в теории течения) или интенсивности касат. напряжений и нек-рой суммарной характеристики деформаций ползучести (в теории упрочнения).

Приведенные выше ур-ния написаны для случая постоянной темп-ры. При переменной темп-ре последняя входит в ур-ние ползучести в качестве параметра.

П. т. близко примыкает к пластичности теории. П. т. дает возможность рассчитать деформации ползучести и перераспределение напряжений с течением времени (в частности, релаксацию напряжений). В условиях ползучести потеря устойчивости равновесия происходит при нагрузке, меньшей критической эйлеровой нагрузки, и зависит от длительности течения; при меньшей нагрузке потеря устойчивости происходит через более длит. промежуток времени. В связи с этим вместо определения критич. нагрузки возникает задача определения времени до момента потери устойчивости при заданной нагрузке (критич. времени потери устойчивости). Прочность также зависит от длительности воздействия нагрузки (т. н. длительная прочность); одна из задач П. т. состоит в расчете времени разрушения.

Лит.: 1) Арутюнян Н. Х., Некоторые вопросы теории ползучести, М. — Л., 1952; 2) Качанов Л. М., Теория ползучести, М., 1960; 3) Пономарев С. Д. (и др.), Расчеты на прочность в машиностроении, т. 2, М., 1958; 4) Работнов Ю. Н., Сопротивление материалов, М., 1962. Л. М. Качанов.

**ПОЛЗУЧЕСТЬ** материалов — частный случай пластич. деформации (см. Пластичность) твердого тела, когда напряжение (или нагрузка) постоянны. П. лимитирует долговечность конструкций, работающих при постоянной нагрузке, особенно при повышенных темп-рах. Малая скорость П. — главное требование, предъявляемое к жаропрочным материалам. Физич. механизм П. такой же, как у пластич. деформации: в кристаллах — движение дефектов, в некристаллич. телах — атомные перестройки преимущественно в наиболее ослабленных и напряженных местах структуры. Многообразие этих процессов перестройки приводит к тому, что в зависимости от напряжений  $\sigma$ , темп-ры  $T$  и структуры материала лимитирующие механизмы П. различны. Чтобы, несмотря на происходящее в процессе деформации упрочнение, деформация могла продолжаться при постоянном напряжении, необходимо, чтобы одновременно шли процессы разупрочнения (возврата).

Изменение деформации  $\epsilon$  со временем  $t$  описывается кривой П.  $\epsilon(t)$  (рис. 1), вид к-рой зависит от  $\sigma$ ,  $T$ , констант материала и его структуры. Имеется соответствие между кривыми скорости П.  $\dot{\epsilon}(t)$  (при  $\sigma$ ,

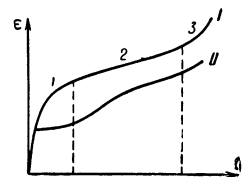


Рис. 1. Кривые ползучести (схема): I — кривая с 3 стадиями; II — кривая с инкубационным периодом. Начальный общий участок кривых соответствует упругой деформации в момент приложения нагрузки.

$T = \text{const}$ ) и кривыми  $\sigma(\epsilon)$  (при  $\dot{\epsilon}$ ,  $T = \text{const}$ ). Повышение  $\sigma$  и  $T$  увеличивает  $\dot{\epsilon}$ . У многих материалов П. протекает в 3 стадии: 1) переходная, на к-рой скорость П. постепенно уменьшается; 2) установившаяся ( $\dot{\epsilon} = \epsilon_{\text{min}} = \text{const}$ ); 3) ускоренная, завершающаяся разрушением. В нек-рых материалах [напр., сталь, германий (рис. 1, кривая II)]  $\dot{\epsilon}$  сначала медленно возрастает (инкубационный период), чему на кривой  $\sigma(\epsilon)$  соответствует зуб (см. *Пластичность*, рис. 7, а). В зависимости от материала и условий опыта продолжительность стадий сильно изменяется вплоть до исчезновения (напр., при больших  $\sigma$ ) 3-й, а иногда и 2-й стадии. При низких темп-рах сокращается 1-я стадия. У кристаллов П. наблюдается вплоть до субгеллиевых темп-р. Примеси легирующих элементов обычно сильно снижают  $\dot{\epsilon}$  металлич. твердых растворов. Все способы упрочнения (устойчивая гетерогенная структура, нейтронное облучение) обычно также снижают  $\dot{\epsilon}$ . Кинетика П. осложняется структурными превращениями (рекристаллизация, распад, изменение размера частиц 2-й фазы) в ходе П.

Исследования, проведенные на Al, Pb, Zn и др. металлах преимущественно при больших  $\dot{\epsilon}$ , показали, что при П. изменяется структура материала и рельеф боковых поверхностей испытуемых образцов. Наблюдаются следы скольжения, полосы сбросов и взаимные смещения зерен поликристалла. При высоких темп-рах преобладает скольжение по границам зерен и  $\dot{\epsilon}$  тем меньше, чем крупнее зерно. При низких темп-рах деформация идет в основном в объеме зерна и  $\dot{\epsilon}$  растет с размером зерна. На 1-й стадии формируется обычно нек-рая равновесная блочная структура. Средняя ориентация и размер блоков зависят от исходной структуры материала (степень наклепа, размер зерна). На 2-й стадии, по данным ряда исследователей, блочная структура существенно не изменяется. Имеются указания на образование микротрещин на 2-й стадии. Структурные изменения влияют на электросопротивление и другие физ. свойства.

Установившееся вязкое течение полимеров происходит без изменения структуры, неустановившаяся деформация сопровождается ориентацией вытянутых молекул в простых аморфных веществах и макромолекулы в полимерах, а также изменениями надмолекулярной структуры (взаимного расположения фибрилл и кристаллитов).

Несмотря на сложность структурных изменений, ход кривой П. самых разнообразных материалов на 1-й стадии весьма удовлетворительно описывается эмпирич. ф-лами вида

$$\dot{\epsilon} = At^{-m}, \quad (0 < m < 2), \quad (1)$$

где коэфф.  $A$  зависит от  $T$  и  $\sigma$ . При  $m = 1$  получается логарифмич. зависимость П.

$$\epsilon = \alpha' \lg(\nu t + 1), \quad (2)$$

где  $\alpha'$  и  $\nu$  — постоянные. Для многих материалов  $m = 2/3$  и

$$\epsilon = \beta t^{1/3} \quad (3)$$

— т. н.  $\beta$ -ползучесть. При низких  $T$  чаще встречается зависимость (2), при высоких — (3).

Уменьшение  $\dot{\epsilon}$  в кристаллах на 1-й стадии, когда упрочнение преобладает над разупрочнением, вытекает из общего выражения для скорости термически активированной деформации [обозначения см. *Пластичность*, ф-ла (2)]:

$$\dot{\epsilon} = Q Ab\nu \exp\{-[U - \gamma(\sigma - \sigma_G)]/kT\}. \quad (4)$$

Если предположить, что внутр. напряжение  $\sigma_G = \epsilon\theta$  (где  $\theta$  — коэфф. упрочнения), а плотность отрезков

дислокаций  $Q = \text{const}$ , то после интегрирования (4) получим ур-ние (2), где

$$\alpha' = kT/\gamma\theta, \quad \nu = \nu'\delta, \quad \nu' = QAb\nu/\alpha', \quad (5)$$

$$\delta = \exp\{[(U - \gamma\sigma)/kT]\}.$$

Согласие с опытом (напр., для меди при комнатной темп-ре) получается, если за активационный объем  $\gamma = b^2l$  взять  $2,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^3$ , что соответствует модели, в к-рой дислокация задерживается на препятствиях, находящихся на расстоянии  $l \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  друг от друга.

Значения  $m < 1$  в ур-нии (1) получаются, если предположить, что плотность подвижных дислокаций  $N$  растет с  $\epsilon$ , напр., за счет освобождения дислокаций, закрепленных у препятствий, путем переползания.

Постоянная скорость П. на 2-й стадии ( $m = 0$ ) устанавливается, когда под напряжением  $\sigma$  процессы упрочнения и возврата взаимно компенсируются. Экспериментальные данные по зависимости скорости установившейся П. от  $\sigma$  и  $T$  описываются ф-лами

$$\dot{\epsilon} = C_1 \sigma^\alpha \exp(-U/kT) \quad (6)$$

или

$$\dot{\epsilon} = C_2 \exp[-(U - \gamma\sigma)/kT]. \quad (7)$$

Нередко при подходящем выборе констант обе ф-лы справедливы в довольно широком диапазоне значений  $\dot{\epsilon}$ ,  $\sigma$  и  $T$ . Ф-ла (7) совпадает с (4), если параметры в правой части (4) в ходе П. не изменяются. Обе ф-лы (6) и (7) выводятся теоретически в предположении, что элементарный акт, лимитирующий скорость П., заключается в необратимом переходе участвующей в нем группы атомов через нек-рый потенциальный барьер  $U$ . Согласно (7), высота барьера снижается под действием  $\sigma$ , что имеет место, напр., при пересечении дислокаций, разрыве межатомных связей при распространении трещины. Зависимость (7) установлена в опытах с растяжением при сравнительно больших  $\sigma/T$ , проведенных на металлах, полимерах и др. материалах в весьма широком диапазоне  $\dot{\epsilon}$  (8—10 порядков) и  $T$  (рис. 2). Оказалось, что  $U$  совпадает с энергией сублимации для кристаллов и с энергией основных хим. связей в полимерных цепях.

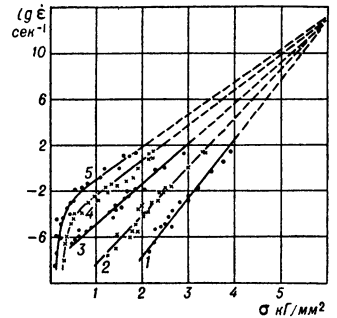


Рис. 2. Зависимость скорости установившейся ползучести от напряжения  $\sigma$  для алюминия [5]: 1 — 100°; 2 — 200°; 3 — 300°; 4 — 400°; 5 — 500° С.

Произведение  $\dot{\epsilon}$  на долговечность  $\tau$  (см. *Прочность*)  $\sim 10^{-1}$  для всех материалов, независимо от условий испытания. Природа элементарных процессов, определяющих  $\dot{\epsilon}$  в этих условиях, пока не ясна. Соотношение  $\dot{\epsilon}\tau = \text{const}$  указывает, что на 2-й стадии П. идет подготовка материала к разрушению, а загиб кривых рис. 2 при малых  $\sigma$  связан с изменением механизма П.

Согласно (6), потенциальный барьер  $U$  не зависит от  $\sigma$ , что в первом приближении имеет место, напр., при след. механизме (рис. 3) (Уиртман). Пластич. деформация осуществляется скольжением дислокаций, испускаемых источниками  $I$  и задерживаемых препятствиями  $II$  (сидячими дислокациями, частицами выделений, упругими полями встречных дислокаций в



Рис. 3. Схема механизма ползучести, лимитируемой скоростью разрядки дислокационных скоплений путем переползания по Уиртману (Weertman J.).



параллельных плоскостях скольжения), возле к-рых образуются скопления из  $n$  дислокаций. На головную дислокацию скопления действует напряжение  $n\sigma$ . Дислокации выходят из скоплений переползанием на высоту  $h \sim n\sigma$ . Если  $n\sigma b^3 \ll kT$ , скорость переползания  $v_n \sim n\sigma$ , а скорость П.  $\dot{\epsilon} \sim v_n/h \sim (n\sigma)^2$ . При заданной длине участка плоскости скольжения, с к-рого собраны дислокации в скоплении,  $n \sim \sigma$ , так что  $\dot{\epsilon} \sim \sigma^4$ . Учет слабой зависимости коэфф. пропорциональности от  $\sigma$  приводит к ф-ле (6), где  $\alpha = 3-4$ ,  $C_1$  зависит от параметров материала известным образом, а  $U$  — энергия активации переползания  $U_p$ . Переползание требует образования на дислокациях ступенек, к к-рым присоединяются вакансии. Энергия  $U_p$  равна энергии активации самодиффузии  $U_d$  только, если энергия образования ступеньки  $U_j \ll U_d$  или  $U_j \gg U_d$  (во 2-м случае ступеньки не могут возникать флуктуационно, а только при пересечении дислокаций и т. п., что учитывается в  $C_1$ ). Если  $U_j \approx U_d$ , то  $U_p > U_d$ . Блокировка ступенек примесными атомами может сильно снизить  $\dot{\epsilon}$  в твердых растворах. При  $n\sigma b^3 > kT$  скорость П.  $\dot{\epsilon} = C_2 \sigma^4 \exp(-A\sigma^{\beta}/kT) \exp(-U/kT)$ , где  $\beta \approx 2$ ,  $\gamma = 1-2$ ,  $A$  и  $C_2$  — константы. В ограниченном диапазоне  $\dot{\epsilon}/DL^2$  (3-5 порядков, кроме Al) экспериментальные данные по 15 чистым металлам дают в координатах  $\lg(\dot{\epsilon}/DL^2)$ ,  $\lg \sigma$  (где  $D$  — коэфф. самодиффузии,  $L$  — размер зерна) параллельные прямые в согласии с ф-лой (6). Если  $\dot{\epsilon}$  определяется в конечном счете скоростью диффузии, то малой  $\dot{\epsilon}$  способствует а) ковалентные связи, а при металлич. связи — плотная упаковка атомов, б) высокая темп-ра плавления, в) высокая валентность металла, г) большой модуль упругости.

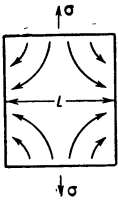


Рис. 4. Схема вакансионной ползучести в образце из однородного материала. Стрелками указано направление миграции вакансий.

П. осуществляется также переносом вещества при направленной диффузии вакансий (рис. 4), причем  $\dot{\epsilon}$  линейно зависит от  $\sigma$  и для материала без внутр. стоков для вакансий (напр., бездислокационный кристалл) с точностью до геометрич. множителя порядка 1

$$\dot{\epsilon} \approx Da^3 \sigma L^2 kT, \quad (8)$$

где  $a$  — межатомное расстояние,  $L$  — линейный размер образца. Если же в кристалле имеются дислокации, плотность к-рых равна  $N$ , то обусловленная их переползанием скорость П.

$$\dot{\epsilon} = 2\pi N D \sigma a^3 / kT \ln(L/r_0) \quad (9)$$

( $r_0$  — радиус ядра дислокации) и сравнима с (8) уже при наличии неск. дислокаций в кристалле с  $L = 10^4 a$ . При вакансионной П. поликристаллич. материала соблюдение условий сплошности на стыках зерен обеспечивается скольжением по границам. Эффективная вязкость материала равна  $\alpha^0 + \alpha^*$ , где  $\alpha^0 \sim \kappa L^2$  и в случае (8)  $\kappa = Da^3/kT$ , а  $\alpha^* \sim \eta_s L/a$  ( $\eta_s$  — вязкость граничного слоя). Вакансионная П. играет существен. роль при предплавленных темп-рах, при спекании. При более низких темп-рах характерные ее признаки ( $\dot{\epsilon} \sim D\sigma L^{-2}$ ) обнаружены на опыте у нек-рых неметаллич. кристаллов.

Кривые П. полимеров трактуются с реологич. позиций на основе ур-ния Максвелла и принципа суперпозиции Больцмана (см. *Механические свойства полимеров*).

Для сравнит. оценки технич. материалов введена условная характеристика «предел текучести»  $\sigma_{\tau, \dot{\epsilon}}$  — напряжение, при к-ром за данное время  $\tau$  достигается

данная деформация  $\epsilon$ . Физич. предела П. не существует, т. к. диффузионная П. идет при сколь угодно малых  $\sigma$ .

Лит.: 1) Салли А., Ползучесть металлов и жаропрочные сплавы, пер. с англ., М., 1953; 2) его же, Современное состояние знаний о процессе ползучести металлов, в сб.: Успехи физики металлов, сб. № 3, М., 1960, с. 157; 3) Олин И. А. [и др.], Теория ползучести и длительной прочности металлов, М., 1959; 4) Ползучесть и возврат. [Сб. статей], пер. с англ., М., 1961; 5) Пинес В. Я., «УФН», 1962, т. 76, вып. 3, с. 519; 6) Коттрелл А. Х., Дислокации и пластическое течение в кристаллах, пер. с англ., М., 1958; 7) Лифшиц И. М., «ЖЭТФ», 1963, т. 44, вып. 4, с. 1349; 8) Шербу О. Д., «Acta Metallurgica», 1962, v. 10, № 2, p. 135. А. Н. Орлов.

**ПОЛИГАРМОНИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ** — диф-

ференциальное ур-ние  $\Delta^m u = 0$ , где  $\Delta^m$  есть  $m$ -я итерация Лапласа оператора: при  $m = 2$  приходят к важному частному случаю П. у. — бигармоническому уравнению. Решения П. у. наз. полигармоническими функциями; они могут быть различными способами выражены через гармонические функции (так, для того чтобы ф-ция и была полигармонической, необходимо и достаточно, чтобы  $u = v_0 + v_1 r^2 + \dots + v_{m-1} r^{2m-2}$ , где  $r^2 = x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2$ , а  $v_0, v_1, \dots, v_{m-1}$  — гармонич. ф-ции). В. И. Битюков.

**ПОЛИГОНИЗАЦИЯ** — перераспределение дислокаций, первоначально расположенных в плоскостях скольжения незакономерно, с образованием более или менее правильных стенок (субграниц), разбивающих кристалл на фрагменты — субзерна. При П. происходит выигрыш энергии из-за упорядочения в расположении дислокаций. Наиболее устойчива и энергетически выгодна конфигурация краевых дислокаций одного знака при их расположении друг над другом в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения (т. н. вертикальная стенка или наклонная граница). Наиболее стабильному расположению винтовых дислокаций соответствует сетка пересекающихся дислокаций (граница кручения). Для образования таких конфигураций дислокаций необходимо не только их скольжение, но и переползание, т. е. диффузия. Поэтому П. протекает (после небольшой пластич. деформации) лишь при достаточно высокой темп-ре. Но скорость переползания зависит не только от скорости притока точечных дефектов к дислокациям, но и от характера их взаимодействия (в частности, от числа порогов и ширины расщепления дислокаций). В связи с этим сложный процесс П. не описывается одной энергией активации.

Процесс П. наглядно демонстрируется при отжиге слегка (чтобы не вызвать рекристаллизации) изогнутого монокристалла (рис. 1). Дислокации разного

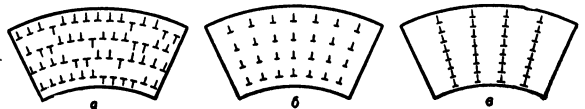


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая распределение дислокаций в кристалле после изгиба и отжига: а — изгиб при низкой темп-ре; б — образование системы субграниц после нагрева; в — уменьшение числа субграниц в результате дальнейшего нагрева.

знака, встречаясь, аннигилируют, а оставшиеся выстраиваются в стенки — субграницы. При этом кристалл разбивается на субзерна, разориентированные друг относительно друга на углы  $\phi = b/\lambda$ , где  $b$  — вектор Бюргера и  $\lambda$  — расстояние между дислокациями в стенке (рис. 1, б). В процессе дальнейшего отжига происходит (разными путями, в т. ч. скольжением целых групп дислокаций) слияние близкорасположенных субграниц. Количество субзерен при этом уменьшается, а разориентировка между ними растет (рис. 1, в).

П. кристалла может быть обнаружена рентгеновским или металлографич. методами. При П. первоначально вытянутое лауэвское пятно (астеризм) разбивается на ряд отдельных более мелких и четких пятен. Металлографически П. обнаруживается по расположению ямок травления (выходов дислокаций на поверхность кристалла) вдоль субгранц, к-рые при большой плотности дислокаций могут выглядеть как сплошные линии (рис. 2).

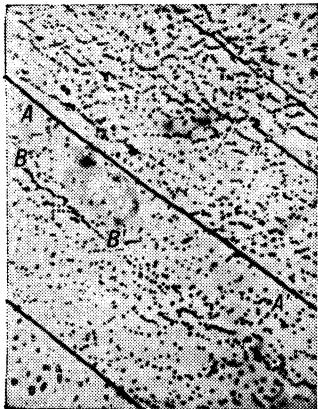


Рис. 2. Субструктура, возникшая в результате отжига изогнутого монокристалла кремнистого железа (3,4% Si); AA' — субграница с большой плотностью дислокаций; BB' — субграница с малой плотностью дислокаций. Увеличение 500.

Приложение незначит. нагрузки при отжиге существенно ускоряет процесс П. Закономерности влияния примесей на скорость П. не ясны. Прочность полигонизованных кристаллов выше, чем отожженных.

Образование субгранц, аналогичных возникающим при П. в результате отжига после деформации, наблюдаются также после

весьма незначительной низкотемпературной пластич. деформации монокристаллов, ориентированных так, что возможно скольжение только по одной системе параллельных плоскостей. В этом случае образование стенок из дислокаций связано с низким уровнем приложенных напряжений, недостаточных для прохождения дислокации над (или под) застрявшими дислокациями, лежащими в близких и параллельных плоскостях скольжения. В отличие от П. при отжиге, такая П. наз. механической.

Лит.: Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962. В. М. Розенберг.

**ПОЛИМЕРЫ** — вещества, состоящие из макромолекул. Существует 2 основных класса П.: конденсационные П., получаемые в результате реакции поликонденсации, и аддитивные П., получаемые в

результате аддитивной, или собственно полимеризации (см. *Макромолекула*). Выбор признаков для более детальной классификации П. условен, поскольку П., однотипные по одной категории признаков, могут относиться к совершенно различным типам по другой.

Табл. 2. — Химический состав цепей макромолекул.

Основные классы	Особенности цепи главных валентностей
A { Гомоцепные Гетероцепные	Состоит из одинаковых атомов Состоит из различных атомов
B { Органические Элементоорганические * Неорганические	Состоит из атомов С, О, N; иногда Р (только в биополимерах) Чередование С с Si, S, В, Р и т. д. С не входит в состав гл. цепи; напр., в полифосфатах $\left( \text{O}-\text{P} \begin{matrix} \text{O} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \text{O} \end{matrix} \right)_n$

\* См. *Кремнийорганические соединения*.

Все же, если не считать разделения П. на природные (включая биологически активные, см. *Белки, Нуклеиновые кислоты*) и синтетические, можно указать 6 основных категорий признаков: 1) пространственная структура макромолекул (табл. 1); 2) хим. состав цепей (табл. 2); 3) взаимное расположение групп в

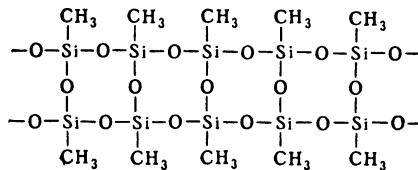


Рис. 1. Схема строения лестничного полимера на полисилоксановой основе.

цепи, регулярность и стереорегулярность (табл. 3 и 4); 4) электрич. свойства, в частности полярность и заряд звеньев (табл. 5, см. также *Полиэлектролиты*); 5) агрегатное состояние, в к-ром может быть П. при темп-рах, близких к комнатным (вязко-текущее,

Табл. 1. — Пространственная структура макромолекул.

Класс полимеров	Получение	Характерные физико-химические признаки	Примечание
Линейные	Полимеризация в ряду этилена и виниловых мономеров при отсутствии передачи цепи; поликонденсация бифункциональных мономеров; полимеризация циклических соединений; 1,4-полимеризация диенов	Могут существовать во всех агрегатных состояниях; обычно растворимы	
Разветвленные	Полимеризация с передачей цепи на промежуточные звенья; 1,2- и 3,4-присоединения при диеновой полимеризации с последующим ростом боковых цепей; поликонденсация три- и тетрафункциональных соединений и т. д. Привитые сополимеры	Утрата растворимости при очень больших степенях разветвления	В этих условиях нет резкой границы со следующим классом
Пространственные	а) То же, что выше, при отсутствии ограничений разветвления б) Взаимодействие макрорадикалов в) Вулканизация под действием «сшивающего» агента (обычно серы) г) Радиационная вулканизация	Не существуют в вязко-текущем и кристаллич. состояниях. Принципиально нерастворимы (могут рассматриваться как одна гигантская сверхмолекула)	а) и б) равноценны «автовулканизации» (пример: эскапон — трехмерный полимер бутадиена)
Упорядоченные а) Лестничные б) Упорядоченные плоские и трехмерные сетки	а) Одновременный рост двух поперечных связанных цепей (рис. 1). б) Двух- или трехмерный рост по принципу образования лестничных П.	Повышенная механич. проч-ность и теплостойкость. Те же, что у обычных пространственных П.	

Табл. 3. — Типы чередования мономерных звеньев.

Класс	Схема цепи	Примечание
Гомополимеры	-A-A-A-A-A-A-	A — мономерное звено
Сополимеры: а) Статистические	-A-A-B-A-B-B-A-A-A-B-A-B-B-	Может быть и больше типов звеньев; здесь ограничиваемся рассмотрением бинарных сополимеров (звенья A и B) $n \approx m \approx p \approx q \approx 10$
б) Блок-П.	-A-A-A...A-B-B...B-A-A-A... или $-A_n-B_m-A_p-B_q-$	
в) Графт (привитые)-П.	-A-A-A-A ..... A-A-A-A- $\begin{array}{ccc} \text{B} & \text{B} & \text{B} \\   &   &   \\ \text{B} & \text{B} & \text{B} \\   &   &   \\ \text{B} & \text{B} & \text{B} \end{array}$	Количество звеньев в ветвях примерно того же порядка, что в главной цепи

высокоэластическое состояние, стеклообразное состояние, кристаллическое, см. Полимеры кристаллические); б) технич. или биологич. предназначение: пластики (вязко-текучее или стеклообразное состояние), стекло, каучуки и резины (высокоэластич. состояние), волокна (ориентированное или кристаллич. состояние), покрытия (пленки, клеи).

Табл. 4. — Стереорегулярность на примере винилового ряда и производных этилена вида  $-(CHR_1-CHR_2)_n-$ .

Классы	Детализация
Изоатактические	$\begin{array}{cccccc} R_1 & R_2 & R_1 & R_2 & R_1 & R_2 \\   &   &   &   &   &   \\ -CH-CH-CH-CH-CH-CH- & (трео-) \\   &   &   &   &   &   \\ R_1 & R_1 & R_1 & & & \\   &   &   & & & \\ -CH-CH-CH-CH-CH-CH- & (эритро-) \\   &   &   & & & \\ R_2 & R_2 & R_2 & & & \end{array}$
Синдиотактические	$\begin{array}{cccccc} R_1 & R_2 & & R_1 & R_2 \\   &   & &   &   \\ -CH-CH-CH-CH-CH-CH- \\   & & &   &   \\ R_1 & & & R_2 & R_2 \end{array}$

Стереоблочные — чередования изо- и синдиотакт. последовательностей в одной цепи по аналогии с блок-сополимерами

В ряду диенов (производных бутадиена  $CH_2=CH-CH=CH_2$ ) стереорегулярность определяется транс- или цис-конфигурацией соседних звеньев, причем здесь также можно детализировать классификацию, введя представление о двойной стереорегулярности. По аналогии с виниловыми, можно определить и стереоблочные П. Нарушения обычной регулярности, помимо присоединений типа «голова к голове», связаны здесь также с вкраплением в цепь 1,2- или 3,4- звеньев.

Полимерные материалы обладают широким набором ценных физ. свойств (см., напр., Диэлектрические свойства полимеров, Полупроводники органические, Газопроницаемость). Однако уникальными являются механические свойства полимеров.

Табл. 5. — Электрические свойства полимеров.

Неполярные	$\left\{ \begin{array}{l} \text{— Полиэлектролиты} \\ \text{— Полимеры, содержащие группы, способные к образованию водородных связей} \\ \text{— Полупроводниковые полимеры (см. Полупроводники органические).} \end{array} \right.$
Полярные	

В конечном счете весь набор макроскопич. свойств полимерных материалов предопределяется их хим. строением, к-рое можно изменить в практически не-

ограниченных пределах. Технология изготовления различных полимерных материалов и изделий из них, в особенности пластиков, весьма проста.

Старение полимеров обычно сопряжено с развитием в массе П. различных хим. реакций, связанных с окислением, образованием свободных радикалов и деполимеризацией, с единичными разрывами цепей или возникновением поперечных связей. Электромагнитные и ионизирующие излучения во многих случаях ускоряют эти процессы (см. Излучения, действие на вещество). До сравнительно недавнего времени П. стабилизировали против деструкции и старения введением в них различных добавок, улавливающих свободные радикалы и предотвращающих вызываемые ими реакции. В принципе такие добавки можно включать непосредственно в цепь, получая термо- или радиационно-устойчивые П. Даже простой вариацией хим. строения цепи (чередованием в них жестких циклич. групп и гибких линейных) можно достичь термостойкости органич. П. до 500° С при сохранении основного комплекса физ. свойств.

**Равновесные и релаксационные состояния П.** У всех П. темп-ра, при к-рой происходит деструкция П., ниже темп-ры кипения; поэтому газовое состояние не реализуется и все состояния П. — конденсированные. Все виды конденсированного состояния, характерные для низкомолекулярного состояния, — кристаллическое, стеклообразное и жидкое, — встречаются и у П. (жидкому соответствует вязко-текучее состояние). Кроме того, для П. характерно высокоэластич. состояние, не осуществляющееся у низкомолекулярных веществ. Вязко-текучее, высокоэластическое и стеклообразное состояния — это лишь разновидности аморфного состояния, и охлаждение П. от вязкотекучего расплава до стекла представляет собой непрерывный переход от подвижной системы к твердому телу. Истинным фазовым переходом 1-го рода является только переход между кристаллическим и аморфным состояниями.

Как правило, физ. состояние П. определяется по характеру развивающихся в них деформаций: стеклообразному состоянию соответствует упругая, каучукоподобному — высокоэластическая, а вязко-текучему — пластич. деформация (см. Механические свойства полимеров, рис. 1). В действительности при любой темп-ре все 3 типа деформации сосуществуют, но один из механизмов деформации резко доминирует над остальными. Различия между модификациями аморфного состояния имеют релаксационную природу, и границы между ними определяются поэтому не только темп-рой, но также скоростью и длительностью приложения нагрузки, иногда ее величиной. Так, темп-ра стеклования  $T_c$  — переход между высокоэластическим и стеклообразным состояниями — соответствует такой темп-ре, при к-рой скорость развития высокоэластич. деформации становится значительно меньше скорости внешнего воздействия;  $T_c$  зависит не только от «внутренних» свойств вещества, но и от скорости воздействия.

**Тепловое движение.** В низкомолекулярных веществах составляющие их молекулы и

атомы одновременно являются как структурными, так и кинетич. единицами вещества, участвующими в тепловом движении: они образуют узлы кристаллич. решетки в твердом состоянии и движутся относительно независимо друг от друга в жидком и газообразном состояниях. Полимерное тело качественно отличается от низкомолекулярного тем, что структурными единицами, образующими узлы кристаллич. решетки, являются, как правило, мономерные звенья, но независимыми кинетич. единицами они уже не являются, т. е. соседние звенья связаны между собой хим. связями. Звенья участвуют в тепловом движении, совершая повороты или крутильные колебания около разрыхленных положений. Распространение последовательности таких поворотов вдоль цепи приводит к непрерывному изменению формы макромолекулы (ниже  $T_g$  этот процесс происходит столь медленно, что форма как бы «замораживается») — т. н. микроброуновское движение. Наряду с этим, макромолекулы способны перемещаться одна относительно другой как целое, т. е. способны при известных условиях быть независимыми кинетич. единицами — т. н. макроброуновское движение. Наконец, макромолекулы способны к изменению формы под действием внешней нагрузки.

Такая картина все еще весьма упрощена: в конденсированном состоянии поступательное «макроброуновское» движение макромолекул напоминает движение гусеницы; из-за взаимных помех цепи перемещаются частями — сегментами, степень полимеризации  $k$ -рых во много раз меньше степени полимеризации макромолекул. Кроме того, в крутильных колебаниях или вращат. качаниях могут участвовать и боковые радикалы цепей. Каждому из видов теплового движения соответствует свое время релаксации  $\tau_i$ ,  $k$ -рое зависит от темп-ры по экспоненциальному закону и может изменяться на неск. порядков в сравнительно узком интервале темп-р. Этим и объясняется резкость (при обычных методах измерения) перехода в стеклообразное состояние, приводящая к тому, что этот переход и до сих пор многими авторами ошибочно трактуется как фазовый переход 2-го рода.

Свободное поступат. движение макромолекул — сегментация и диффузия — возможны лишь в очень разбавленных растворах. При концентрациях  $c$  раствора, больших обратного значения характеристич. вязкости  $[\eta]$ , из-за контактов и перекрестов цепей становится возможным лишь сегментальное движение. Под действием внешней силы оно приводит к «проскальзыванию» цепей друг относительно друга,  $k$ -рое и определяет пластич. течение П.

Микроброуновское движение определяет равновесную форму изолированных макромолекул и их способность к восстановлению формы. Так, при растяжении цепи звенья последовательно поворачиваются около валентных связей, что приводит к распрямлению свернутой макромолекулы. При снятии нагрузки вследствие микроброуновского движения осуществляется обратная последовательность поворотов звеньев и цепь возвращается в исходное состояние. Этими свойствами отдельных цепей и обусловлены проявления высокой эластичности. В основе пластич. деформации лежит тот же молекулярный процесс (микроброуновское движение), что и в основе высокоэластической; она осуществляется в результате сегментального движения цепей, представляющего собой последовательность деформаций, «проскальзываний» и релаксаций (см. также *Вязкость полимеров*). Темп-ра текучести, т. е. темп-ра перехода в вязко-текучее состояние  $T_f$ , соответствует темп-ре, при  $k$ -рой скорость развития пластич. деформации становится сравнимой со скоростью внешнего воздействия. Но, т. е. высокоэластич. и пластич. деформации включают один

и тот же молекулярный механизм, переход между высокоэластич. и вязко-текучим состояниями значительно более размыт, нежели переход от стеклообразного к высокоэластич. состоянию.

Т. о., различие между тремя релаксац. состояниями аморфных П. носит количеств. характер, определяясь доминированием того или иного релаксац. процесса, характеризующего тепловое движение цепей при данной темп-ре. Напротив, в аморфных и кристаллич. П. тепловое движение качественно различно и в этом случае можно говорить об агрегатных состояниях.

Роль межмолекулярных взаимодействий. Равновесные состояния П., описываемые в терминах классич. термодинамики, однозначно определяются внутримолекулярными взаимодействиями, в 1-ю очередь — величиной потенциальных барьеров, ограничивающих свободу внутр. вращения в цепях. Эти взаимодействия, определяя распределение поворотных изомеров и соответственно гибкость и конформацию (плоскую зигзагообразную, спиральную) цепей, однозначно определяют характер кристаллич. решетки, фазовые равновесия, форму и «фазовое состояние» (см. ниже) изолированных макромолекул. Напротив, кинетика различных физич. процессов, протекающих в полимерных системах (деформации, поглощения тепловой или электрич. энергии, кристаллизации), определяется межмолекулярными взаимодействиями, ибо все эти процессы связаны с изменениями взаимного расположения цепей или их участков. Иными словами, межмолекулярные взаимодействия определяют релаксац. состояния П. С этим и связана диффузность переходов между стеклообразным, высокоэластическим и вязко-текучим состояниями и зависимость этих состояний от способа приложения нагрузки. При медленном приложении нагрузки стеклообразный П. можно заставить течь, а при переменной достаточно короткопериодич. нагрузке даже разбавленный раствор П. может проявлять каучукоподобные свойства. Для любого П., находящегося (при данной темп-ре) в «высокоэластич.» состоянии, можно одновременно (но разными методами) измерить 2 модуля упругости — обычный и высокоэластический (на неск. порядков меньший).

Характер межмолекулярных взаимодействий и способность того или иного П. быть в стеклообразном или каучукоподобном состоянии в ограниченном ряду «нормальных» темп-р в значит. мере определяется хим. структурой цепей. Чем сильнее взаимодействия между цепями, т. е. чем меньше их подвижность, тем более вероятно, что при комнатных темп-рах П. будет стеклообразным. Как правило, все полимерные стекла получаются из полярных мономеров; взаимодействия цепей соответствующих П. сильны. Любой фактор, помимо темп-ры, влияющий на межмолекулярные взаимодействия, может привести к переходу П. из одного релаксац. состояния в другое. Так, напр., поперечное связывание (вулканизация) может привести к переходу из вязко-текучего в каучукоподобное состояние, а дальнейшая вулканизация — к превращению каучука в стекло (пластик — эбонит и эскапон).

К числу агентов, вызывающих переходы из одного состояния в другое, относятся, в частности, небольшие дозы растворителей. Они могут играть роль пластификаторов (см. *Пластификация*) или же непосредственно влиять на нек-рые избират. взаимодействия между цепями, приводящие к образованию квазивулканизационных сеток в П. или даже в его концентрированном растворе. В присутствии растворителей или пластификаторов сдвигаются все «особые точки» П. ( $T_g$ ,  $T_f$  и нек-рые другие, характерные для размо-

Кристаллическое состояние характеризуется наличием трехмерного дальнего порядка, а плавление — истинной темп-рой перехода  $T_{пл}$ ; в результате плавления П. может остаться «твердым», т. е. стеклообразным. Это обстоятельство крайне важно. Способность П. закристаллизовываться определяется внутр. свойствами его цепей, но межмолекулярное взаимодействие может оказать существенное влияние на кинетику кристаллизации. В принципе, почти всякий П. со стереорегулярной цепью может быть кристаллическим. Но, для того чтобы уложиться в кристаллич. решетку, цепи должны обладать достаточной подвижностью. Если  $T_c$  и  $T_{пл}$  оказываются выше темп-ры разложения (как в целлюлозе), то П. невозможно закристаллизовать без спец. ухищрений (введение пластификаторов, хим. модификация). Так, напр., поликристаллы целлюлозы удается получить только при кристаллизации нек-рых ее эфиров в переохлажденном растворе с последующим гидролизом, восстанавливающим структуру целлюлозы.

Вследствие ориентации макромолекул и возможности внутривещных изобраз. взаимодействий, кристаллич. модификация в П. значительно многообразнее, чем в низкомолекулярных веществах. В ненапряженных одноосно ориентированных П. (волокнах) могут резко различаться конформации цепей, а поэтому и кристаллич. текстура и даже характер кристаллич. решетки [27]. В одноосно ориентированных системах  $T_{пл}$  может зависеть от внешней нагрузки. Так хорошо известна кристаллизация каучуков при ориентации (растяжении). Это — настоящий фазовый переход, сопровождающийся выделением тепла, а  $T_{пл}$  оказывается при этом на неск. десятков градусов выше «статич.» темп-ры кристаллизации. Поскольку при растяжении каучука значительно понижается энтропия  $S$ , это повышение  $T_{пл} = \Delta H/\Delta S$  ( $H$  — энтальпия) объясняется понижением  $\Delta S$ . Однако в связи со слабостью межмолекулярных взаимодействий после снятия нагрузки происходит быстрое плавление кристаллов и сокращение каучука, означающее переход в высокоэластич. состояние. Подобные же процессы при повышенных темп-рах возможны и в волокнах, к-рые можно рассматривать, как одномерно-упорядоченные системы, устойчивые при обычных темп-рах из-за сильных межцепных взаимодействий. Обычно макс. порядок в волокне соответствует полной ориентации цепей. Такая система физически идентична

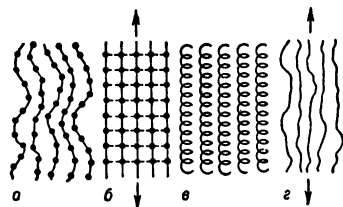


Рис. 2. Влияние растяжения на темп-ру плавления  $T_{пл}$  одномерно-упорядоченных полимерных систем (волокон) при различных типах кристаллич. решетки (различия обусловлены конформациями цепей): а и б — «обычные» волокна; растяжение способствует ориентации и в пределе  $T_{пл}$  повышается; в и г — участок волокна из ориентированных спиральных цепей (напр., полипептидных  $\alpha$ -спиралей); растяжение нарушает внутривещной порядок и упорядоченность волокна в целом;  $T_{пл}$  понижается; однако при дальнейшем растяжении может возникнуть новая кристаллич. решетка типа б.

закристаллизованному при растяжении каучуку и в такой же мере «антиэнттропийна» (понижение  $\Delta S$ ). Поэтому простым растяжением такого волокна можно повысить его  $T_{пл}$  (рис. 2, а и б).

В нек-рых случаях особо высокоорганизованные макромолекулы сами могут быть в линейно-кристаллическом ( $\alpha$ -спираль в полипептидах и мультиспираль в полинуклеотидах и нек-рых фибриллярных белках)

и аморфном (клубок) состоянии. Из таких «кристаллич.» молекул также могут быть построены волокна; основным элементом кристаллич. решетки являются теперь не мономерное звено, а вся спираль, и плавление равноценно плавлению спиралей. Такое волокно может служить одномерной моделью рассмотренного Я. И. Френкелем гипотетич. процесса всестороннего растяжения обычного кристалла, при к-ром темп-ра плавления должна понижаться [8]. В полном соответствии с этим в рассматриваемом случае растяжение понижает темп-ру внутримолекулярного фазового перехода спираль — клубок [27] (рис. 2, в и г). Подобного рода свойства, присущие лишь одномерно-упорядоченным системам, дали нек-рым исследователям повод считать «волоконное» состояние таким же особым состоянием, как каучукоподобное [18, 14]. Однако вынесение волоконного состояния в особый кристаллич. класс не более обосновано, чем подразделение аморфного состояния П. на 3 спец. подкласса.

В равной мере можно говорить об особом классе систем (обычно — биологич. происхождения) с двумерной упорядоченностью, где истинное плавление (переход 1-го рода) наблюдается при принципиальной невозможности образования нормальной кристаллич. решетки. Это относится ко всем фибриллярным белкам, содержащим в полипептидной цепи от 12 (коллаген) до 20 (кератин, миозин) типов структурных единиц. Полипептидная цепочка в соответствующих волокнах

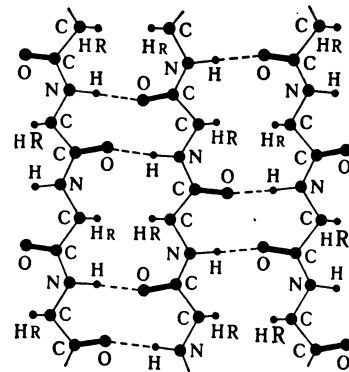


Рис. 3. Участок складчатой слоистой  $\beta$ -структуры при антипараллельной ориентации полипептидных цепей. Радиалы R направлены перпендикулярно плоскости чертежа, вверх или вниз, в зависимости от направления цепи (цепь построена из левых аминокислот). Каждый слой — двумерно-периодич. структура. В 3 м направлении (перпендикулярно плоскости чертежа) периодичность не может быть соблюдена, ибо R разных (12—20) типов сильно различаются по размерам и не могут встроиться в одну и ту же кристаллич. решетку.

может образовать линейно-кристаллическую (организованную по фибриллярному принципу) или двумерно-периодич. систему, но отдельные звенья не могут встроиться в нормальную трехмерную кристаллич. решетку (рис. 3). Периодичность (одно- или двумерная кристалличность) обеспечивается здесь только хребтом цепи. В исключит. случаях белки могут образовывать кристаллы. Но при этом они обязательно должны быть в глобулярном состоянии и структурной единицей кристалла оказывается уже не отдельное звено, а вся макромолекула.

Методы изучения структуры П. в блоке. Все методы структурного анализа (рентгенография, инфракрасная спектроскопия, ядерный магнитный и квадрупольный резонанс, электронография, электронная микроскопия, калориметрия, диэлектрич. методы), пригодные для простых веществ, с теми или иными модификациями приложимы и к П. Выбор того или иного метода определяется информацией, к-рую следует получить. Эта информация может быть лишена полимерной специфики (теплота плавления, величина и тип элементарной ячейки и т. д.) или, напротив, может затрагивать свойства, к-рые присущи только П., в 1-ю очередь, подвижность цепей или отдельных радикалов, ориентацию макромолекул, конформации

цепей в структурных элементах и надмолекулярную организацию.

Методы определения подвижности цепей так или иначе связаны с определениями «особых точек» ( $T_c, T_T, T_{пл}$  или темп-р, соответствующих размораживанию движения боковых радикалов). Термомеханич. методы основаны на совмещении постоянной нагрузки и подогрева. Ход деформации во времени

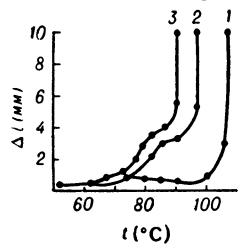


Рис. 4. Термомеханич. кривые для ориентированных пленок полистирола. Растяжение в направлении ориентации пленок. Напряжения: 1 — 25, 2 — 50, 3 — 75 кг/см<sup>2</sup> [24].

более прямые тесты на подвижность — измерения диэлектрич. и механич. потерь (см. Механические свойства полимеров); разным областям дисперсии соответствуют различные точки перехода. При этом необходима полная корреляция этих точек в обоих методах: области «размораживания» сегментальной подвижности или подвижности цепей в целом более или менее совпадают, но обычными методами измерения динамики модуля невозможно обнаружить точки, связанные с началом теплового движения боковых радикалов. Напротив, если измерять скорость распространения ультразвука в П. и декремент затухания [28], то корреляция с диэлектрич. методами оказывается более полной.

Другой прямой метод определения подвижности — ядерный магнитный резонанс (ЯМР). По темп-рным зависимостям спектров ЯМР можно судить о «размораживании» теплового движения отдельных групп или цепей в целом. В отдельных случаях метод позволяет

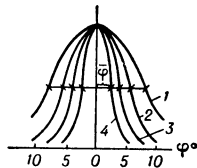
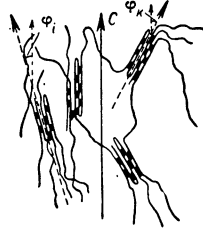


Рис. 5. К определению среднего угла дезориентации  $\bar{\varphi}$  при оценках полной степени ориентации. Усреднение отклонений от направления оси волокна  $C$  проводится суммированием квадратов отклонений в каждой точке каждой молекулы.

Рис. 6. К рентгенография. определению  $\bar{\varphi}$ : в этом случае во внимание принимаются лишь отклонения от направления  $C$  осей целых кристаллитов.

Рис. 7. Статистич. смысл величины  $\bar{\varphi}$ : распределение отклонений принимается гауссовым;  $\bar{\varphi}$  — полуширина соответствующей гауссовой кривой распределения. Рис. соответствует реальному опыту (та же система, что на рис. 10, с той же нумерацией) и ориентации кристаллич. участков.

также охарактеризовать микротактичность (характер и степень стереорегулярности) цепей и кристалличность; в последнем случае, однако, нередко трудно бывает отличить ограничения подвижности, вызванные кристаллизацией, от замораживания цепей или радикалов при стекловании.

Ориентация цепей, количественной мерой к-рой является средний угол дезориентации  $\bar{\varphi}$ , характеризующий отклонения направлений индивидуальных цепочек от оси волокна (рис. 5), может быть измерена рентгенографич. методами, инфракрасной спектроскопией (ИКС) или методом ЯМР (с помощью спец. приемов). В 1-м случае  $\bar{\varphi}$  находится

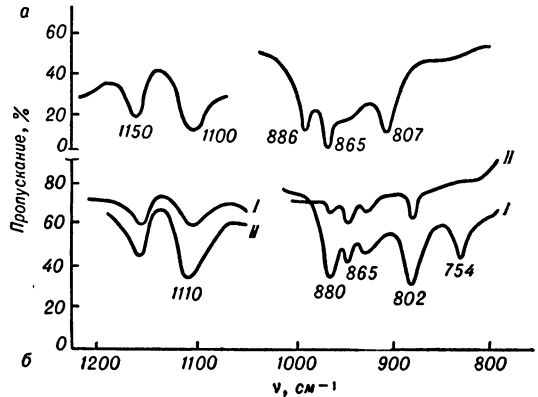


Рис. 8. Инфракрасный спектр поглощения  $\alpha$ -гуттаперчи: нерастянутой а и растянутой б. Спектр снят в свете, поляризованном перпендикулярно I и параллельно II оси растяжения. При растяжении происходит ориентация макромолекул (ср. кривые I и II) и изменяется их конформация (появляется полоса поглощения 754 см<sup>-1</sup>, характерная для  $\beta$ -гуттаперчи).

при измерениях дугового распределения интенсивности рефлексов. Полученное значение  $\bar{\varphi}$  характеризует, однако, не полную ориентацию, а лишь ориентацию удлиненных кристаллич. участков относительно оси волокна (рис. 6, 7). В свою очередь, однако, эта ориентация служит мерой полной ориентации. При измерениях ИКС можно не только зарегистрировать ориентацию, но и проследить за изменениями конформации цепей в процессе ориентации (рис. 8).

Изометрич. нагрев [22, 23] позволяет охарактеризовать полную ориентацию цепей в волокнах и пленках (метод требует предварит. градуировки). Исследуемый образец постоянной длины закрепляется неподвижно, измеряются релаксац. напряжения, возникающие в образце при его нагревании (рис. 9). При комнатной темп-ре внутр. напряжения в образце (к-рый находится в стеклообразном или кристаллич. состоянии) отсутствуют, т. к. ориентация в нем фиксирована. По мере нагревания подвижность цепей в аморфных участках увеличивается, они переходят в высокоэластич. состояние и возникает напряжение энтропийного характера (такое же, как в растянутом каучуке), к-рое с ростом темп-ры увеличивается (восходящая ветвь кривых на рис. 10).

Мерой ориентации служит макс. величина напряжения, к-рая тем больше, чем выше исходная ориентация образца. В случае аморфных П. при переходе через  $T_c$  напряжения постепенно рассасываются — кривая имеет размытый максимум. В случае кристаллич. П. переход к пластич. течению возможен только

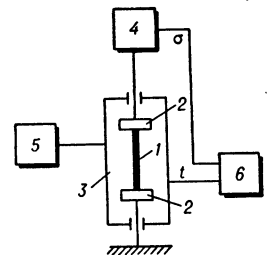
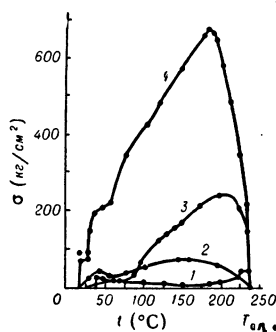


Рис. 9. Принципиальная блок-схема установки для определения ориентации макромолекул методом изометрич. нагрева: 1 — образец; 2 — зажимы; 3 — термостат с подогревом; 4 — жесткий динамометр; 5 — датчик линейного роста темп-ры; 6 — прибор, регистрирующий температуру и напряжения.



вблизи  $T_{пл}$  и максимум гораздо острее. Рис. 10 соответствует частично кристаллич. П., поэтому пластич. течение начинается раньше  $T_{пл}$  (нисходящая ветвь кривых). Окончат. переход в вязко-текучее состояние, когда напряжение обращается в нуль, происходит при  $T_{пл}$ . Как видно из рис. 10,  $T_{пл} = 235^\circ \text{C}$  и не зависит от степени ориентации образцов. Метод



чувствителен также к типу взаимодействия между цепями. При наличии вулканизационных связей (кривая 1, рис. 10) напряжения не возникают.

Избирательные межмолекулярные взаимодействия (в частности, водородные связи) наиболее прямо могут

Рис. 10. Кривые изотермич. нагрева волокон из поливинилового спирта [23]: 1 — формализованное («вулканизованное») волокно;  $\varphi = 7,5^\circ$ ; 2 — свежеформованное волокно, не подвергнувшееся упрочнению;  $\varphi = 5,0^\circ$ ; 3 — реперный корд;  $\varphi = 3,8^\circ$ ; 4 — упрочненное волокно;  $\varphi = 2,5^\circ$ . Значения характеризуют ориентацию высокоупорядоченных участков. Прочности равны соответственно 45, 60, 90 и 120 кг/мм<sup>2</sup>.

быть зарегистрированы методами ИКС. Обычно такие взаимодействия существенно влияют на конформацию цепей, а через конформацию — на характер кристаллич. решетки и на надмолекулярную организацию. Конформация упорядоченных («линейно-кристаллических») структурированных макромолекул и характер их организации в кристаллич. решетку или высокоорганизованные структурные элементы надмолекулярной структуры обычно исследуют комбинацией рентгенографич., электронно-микроскопич., ИКС и поляризационно-оптич. методов. В принципе при этом можно изучать строение структурных элементов как в блочных П., так и в концентр. растворах.

**Надмолекулярная организация.** По аналогии с тем, как в низкомолекулярной жидкости существует ближний порядок, придающий ей черты сходства с твердым телом, в аморфных, т. е., казалось бы, структурно изотропных П. существует своеобразный набор морфологич. форм, представляющих собой промежуточные ступени перехода от полного беспорядка к высокой степени упорядоченности. Эта упорядоченность П. не обязательно сводится к образованию трехмерной кристаллич. решетки: существует весьма высокие уровни организации П., принципиально не сводимые к кристаллическим. Существование подобной микронеоднородности проявляется даже в простейших «вполне аморфных» полимерных системах и выражается в сильной зависимости механич. свойств блочного П. от термич. истории образца. Это означает, что из одного и того же П. воздействием на ход релаксационных процессов можно приготовить целую гамму твердых систем, различающихся по способу упаковки цепей и поэтому обладающих совершенно различными макроскопич. свойствами.

Прямые электронно-микроскопич. и рентгенографич. наблюдения показывают, что П. содержат разнообразные структурные элементы — более или менее организованные агрегаты молекул или участков молекул, к-рые не претерпевают изменений, т. е. сохраняют постоянство формы при механич. воздействиях на П. Разрушение П. под нагрузкой происходит, как правило, в более или менее изотропных областях, разделяющих эти структурные элементы. Т. о., если на молекулярном уровне структурными и кинетич. единицами, определяющими ре-

лаксад. свойства П., являются мономерные звенья, то на надмолекулярном уровне это — структурные элементы. Механич. и иные (напр., оптич.) свойства П. проявляются именно на уровне этой надмолекулярной организации, под к-рой надо понимать взаимное расположение структурных элементов различных типов в блочном П.

Первичные структурные элементы возникают уже в растворах П. По мере увеличения концентрации раствора число разреженных конформаций макромолекул убывает (вследствие помех, вносимых соседними цепями). Это приводит к постепенному сближению цепей, по крайней мере, на достаточно протяженных участках и приibl. параллельной упаковке этих участков. Возникающие первичные структурные элементы твердого П., или первичные пачки, обладают повышенной жесткостью по сравнению с аморфной «матрицей», в к-рую они погружены. К сожалению, именно эти первичные образования наиболее трудны для непосредственного наблюдения, и если существование более сложных структурных элементов бесспорно, то образование пачек в большой мере следует из общих соображений и проявляют они себя лишь в косвенных опытах. Гипотеза о пачках цепей, как первичных структурных элементах, была впервые высказана В. А. Каргиным, Г. Л. Слонимским и А. И. Китайгородским [9, 10, 21]; возможные подходы к количеств. описанию процесса образования первичных пачек содержатся в работах Флори [27, 29] и Ди Марцио [30].

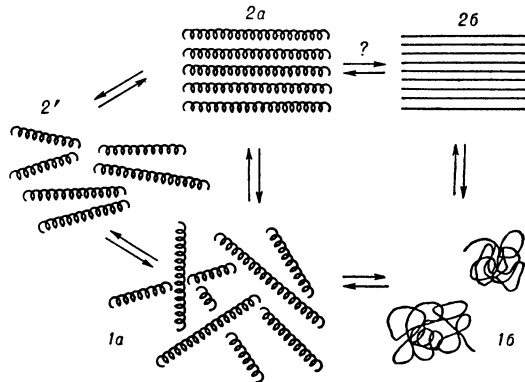


Рис. 11. Влияние конформации цепи на кристаллизацию полимеров из раствора: 1а — разбавленный раствор спиральных жестких макромолекул, из к-рого при незначит. увеличении концентрации образуется жидкокристаллич. тактоидная система 2', при значительном — специфич. кристаллич. система 2а, в к-рую застраиваются целые макромолекулы; 1б — изотропный раствор клубковых макромолекул; при увеличении концентрации образуется кристаллич. решетка 2б, кинетич. единицей к-рой является звено цепи. Переход спираль—клубок (1а—1б) может быть вызван активным растворителем; открытым остается вопрос, в какой мере возможен переход решетки 2б в решетку 2а.

Хотя возникновение тех или иных структурных элементов в значит. мере обусловлено кинетич. факторами, в целом тенденция к самоорганизации лежит в самой природе П., к-рые проявляют «антиэнтропийные» свойства даже на чисто аморфном уровне. «Антиэнтропийная» тенденция к самоупорядочиванию выражена наиболее ярко для жестких стержневидных молекул [15, 29]. Уже в сравнительно разбавл. растворе таких макромолекул происходит макроскопич. разделение фаз, с образованием жидкокристаллич. (тактоидной) фазы, находящейся в равновесии с изотропным раствором (рис. 11). Подобная самоорганизация происходит в отсутствие к.-л. внешних полей и является прямым следствием жесткости и асимметричности молекул: упорядоченная упаковка такого

ансамбля энергетически выгоднее, несмотря на значит. уменьшение энтропии, чем беспорядочная.

Структура кристаллич. областей и надмолекулярная организация могут оказаться совершенно различными в зависимости от формы и жесткости макромолекул в исходном состоянии (рис. 11). Молекулярная «конструкция» структурных элементов может варьировать от своего рода конденсированных стеклообразных капелек-глобул, образованных выпавшими «на себя» цепями, до пластинчатых единичных кристаллов, ограниченных настоящими гранями. В равновесных условиях растут пластинчатые кристаллы, в неравновесных обычно образуются сферолиты, являющиеся кинетически незавершенными пластинчатыми кристаллами. Формально с ростом сферолитов сопряжен запрет роста пластинки в направлении, перпендикулярном плоскости, в к-рой лежат сложенные цепочки. Прекращение роста после образования 3—5 таких слоев и ведет к образованию игольчатых кристаллов, из к-рых построен сферолит. Ленты, по-

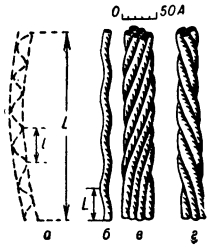


Рис. 12. Схема образования мультиспиральных фибрилл  $\alpha$ -кератинового типа из  $\alpha$ -спирали Полинга—Кори; а — вторичная спирализация; л — шаг первичной спирали (малый); L — шаг вторичной спирали (большой); б — изолированный т/ж мультиспираль; в — семитяжевая фибрилла; г — трехтяжевая фибрилла.

видимому, представляют собой изолированные игольчатые кристаллы, возникшие по этому механизму, но в силу тех или иных причин не смогишие объединиться в сферолит. Главные структурные элементы природных волокон (шелк, шерсть, волос) и тканей живых организмов (кожа, сухожилия и т. п.) — фибриллы: линейно-кристаллич. образования, возникающие по механизму спиральной агрегации спиральных же макромолекул вокруг винтовых осей возрастающих порядков (рис. 12) [33]. Иногда фибриллой наз. любую достаточно протяженную кристаллич. пачку. В частности, существует представление о бахромчатых фибриллах (рис. 14, см. ниже).

Для моделирования и прямого наблюдения различных типов структурных элементов и надмолекулярных структур особенно удобны дифильные П., содержащие звенья различной полярности. Напр., блок-П. стирола и изопрена можно растворить в октане (раство-

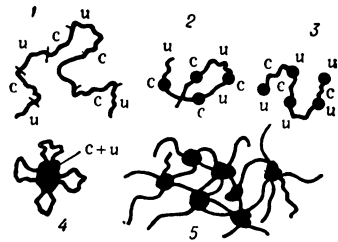


Рис. 13. Иллюстрация образования глобулярных структур на примере блок-полимера стирола с изопрена и. 1 — макромолекулы в растворителе, общем для блоков обоих типов; 2, 3 — начальная стадия внутреннего структурирования в «селективных» растворителях: нерастворимые блоки выпадают «на себя», образуя первичные глобулы; 4 — дальнейшее развитие процесса: стирольные блоки слились во вторичную глобулу — ядро молекулярной мицеллы; 5 — образование каучукоподобной аморфной сетки с химически связанным «наполнителем», сконденсировавшимся в третициными полистирольными глобулами. Глобуляризации могут подвергаться и изолированные молекулы гомополимеров — при испарении летучего растворителя из смеси растворитель — осадитель.

ритель только полиизопрена) и метилэтилкетоне (растворитель только полистирола). Пленки, полученные из соответствующих растворов, обладают в 1-м случае типично каучукоподобными, а во 2-м — стеклообразными свойствами. Это — пример неравновесной (закаленной) аморфной структуры, когда выпавшие на себя нерастворимые блоки, сливаясь с такими же

блоками др. цепей, переходят в пленку в виде вторичных глобул (рис. 13), не принимающих участия в тепловом (сегментальном) движении «цепи-носителя» и поэтому вносящих лишь слабый вклад в механич. свойства пленки. Эффект выражен сильнее, когда носитель — каучукоподобная при данной темп-ре цепь.

Отдельные структурные элементы могут быть охарактеризованы достаточно полно, но к количественному описанию надмолекулярной организации в целом до сих пор нет общего подхода. Обычно предполагается, что различные структурные элементы как-то распределены в аморфной «матрице». В частности, это характерно для морфологии т. н. полукристаллич. П. с различной степенью кристалличности (кристалличность близка к 100% только в волокнах и ориентированных пленках).

Согласно Дж. Хирлу [34], главными структурными единицами любых полукристаллич. П. являются бахромчатые фибриллы (рис. 14), взаимодействие между к-рыми осуществляется через цепочки, переходящие из одной фибриллы в другую и образующие аморфную «матрицу». Согласно Флори [27] и Скулио [35], надмолекулярная организация полукристаллич. П. представляет собой периодич. чередование пластинчатых кристаллов и аморфных областей, содержащих цепочки как вышедшие из пластинки и возвращающиеся в нее же, так и переходящие в след. пластинки.

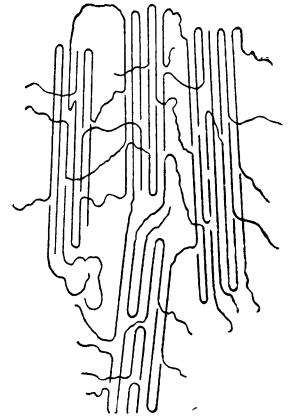


Рис. 14. Бахромчатые фибриллы в частично ориентированном волокне (по Хирлу [34]): «бахрома» образована уходящими из фибриллы, в основном в перпендикулярном направлении к ее оси, участками цепей. Эти участки, составляющие межфибриллярную аморфную «матрицу», обеспечивают взаимодействие фибрилл.

Дифильные П. — удобные модели для проверки этой гипотезы: из них можно «сконструировать» мезоморфные (типа замороженных жидких кристаллов) гели, имеющие слоистую надмолекулярную организацию (слои образованы чередованием кристаллизующихся и нерастворимых в данной среде блоков и растворимых аморфных блоков [32; 15, гл. 7]). Большие периоды малоуглового рентгеновского рассеяния в этих случаях примерно таковы же, как для обычных частично кристаллич. П. типа полиметилена. На этом основании надмолекулярная организация таких П. моделируется на основе представления о «блок-П.», состоящем из кристаллизующихся и некристаллизующихся блоков; большой период характеризует протяженность каждой пары (кристаллич. и аморфного) слоев [35].

Надмолекулярная организация волокон — безотносительно к терминологии (считать ли структурными элементами кристаллич. пачки или фибриллы) — должна обладать сходством с упаковкой бахромчатых фибрилл. В волокнах должны чередоваться жесткие и эластичные области, обеспечивающие комбинацию прочности и гибкости (рис. 15). Взаимосвязь структурных элементов должна осуществляться через гибкие сочленения или аморфную матрицу. Для кератина (шерсть, волос) наличие такой матрицы доказано.

Статистич. концепция надмолекулярной организации связана с представлением о паракристаллич. порядке в П. (Р. Хоземанн [18]). Как и кристаллическая, паракристаллич. система может быть охарактер-

ризована нек-рой решеткой с постоянным координац. числом, но с непостоянными расстояниями между узлами (рис. 16). Это непостоянство может быть трехмерным (максимум беспорядка), дву- или одномерным. Напр., волокна (ориентированное состояние) могут быть представлены как паракристаллич. системы с продольным порядком и поперечным беспорядком.

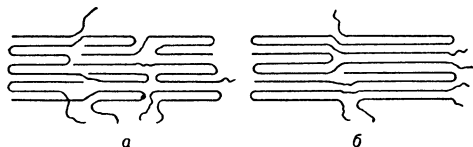


Рис. 15. Структура фибрилл в частично ориентированном волокне, по Хоземанну и Бонарту [36]. С увеличением степени ориентации (б) уменьшается число складок; соответственно увеличивается большой период в малоугловом рассеянии рентгеновских лучей и возрастает число «проходных» цепей, сочленяющих соседние кристаллич. участки. Прочность (согласно авторам) определяется именно этим числом.

Каждому типу решетки приписывается нек-рая статистич. ф-ция распределения  $F(r)$ , к-рая, в отличие от соответствующей ф-ции в статистич. теории жидкостей, не обладает сферич. симметрией. Для различных типов паракристаллич. порядка  $F(r)$  в трех взаимно-перпендикулярных направлениях различна. Одно из этих направлений всегда связывается с осью цепи, 2 других детализируют характер паракристаллич. решетки. Аналитич. расчет  $F(r)$  по рентгенографич. данным крайне сложен, поэтому различные типы паракристаллич. структур моделируются с помощью плоских растровых систем. Подбирается та оптич. модель, картина френгоферовой дифракции от к-рой приоб.

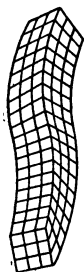


Рис. 16. Пример паракристаллич. структуры: участок криволинейного кристалла. Криволинейность обусловлена непостоянством расстояний между узлами или неравенством углов между векторами решетки.

эквивалентна картине рентгеновской дифракции от исследуемого П. (подробно см. [14, гл. 6]). Надмолекулярная организация соответствует наложению паракристаллич. уровней. Так, исходя из сложной организации полукристаллич. П., различают кристаллич. микроструктуру (пластинки) и паракристаллич. макроструктуру; последовательность слоев соответствует одномерной паракристаллич. решетке (поперечными направлениями пренебрегается, т. к. протяженность аморфных и кристаллич. слоев предполагается бесконечной).

Связь между структурой и свойствами П. и некоторые кибернетические аспекты. Практич. приложение науки о П. — создание веществ с наперед заданными «планируемыми» свойствами. Эти свойства, конечно, зависят от хим. строения цепи (взаимодействий, регулярности, наличия теплостойких группировок и т. д.), но трудность проблемы структура — свойства заключается в том, что основные эксплуатацион. свойства П. определяются его надмолекулярной организацией, к-рая зависит от первичной — хим. структуры цепи не непосредственно. Это делает желательным совсем иной подход, излагающийся ниже.

«Антиэнтропийные» свойства П., неминуемо приводящие к возникновению определенного порядка на надмолекулярном уровне, могут быть охарактеризованы с кибернетич. позиций запасом информации в системе [38, 39]. Уже отдельная макромолекула обладает определенным уровнем информации, причем возможны различные типы ее зашифровки [25]. Наи-

более понятен принцип зашифровки в случае сополимеров, когда каждое звено, дуплет или триплет и т. д. звеньев можно рассматривать как букву алфавита; возможности расширяются с увеличением числа типов звеньев. Даже для зашифровки наследственной информации в живой клетке оказались достаточными 4 типа звеньев в *нуклеиновых кислотах* и ок. 20 типов звеньев в *белках*. Однако передача этой информации не прямолинейна и осуществляется в неск. стадий.

Линию передачи информации особенно удобно проследить на примере биологич. систем, где она проявляется уже на молекулярном уровне, как взаимосвязь структуры и ф-ции [17]. Большинство глобулярных белков выполняет энергетич. ф-ции, являясь катализаторами биохимич. реакций (ферменты), регуляторами (гормоны), переносчиками кислорода (гемоглобин, миоглобин) и т. д. Обычно за непосредств. выполнение этих ф-ций ответственны спец. участки молекул — активные центры, образованные сближением отдаленных (если считать вдоль хребта цепи) боковых групп. Высказывалось мнение, что «остальная» молекула является «атавизмом», ибо она не нужна для выполнения основной ф-ции. На самом же деле без «остальной» молекулы не может образоваться и активный центр. Помещенная в подходящую среду распрямленная молекула безошибочно свернется в жесткую квазислопную частицу — глобулу — таким единственным способом, чтобы на ее поверхности возник активный центр. Такая третичная структура однозначно предопределена последовательностью аминокислот в цепи, к-рая, в свою очередь, однозначно предопределена последовательностью нуклеотидных звеньев соответствующего данному белку участка (цистрона) генетич. дезоксирибонуклеиновой кислоты. Готовый белок уже спонтанно приобретает нужную конформацию без участия генетич. системы клетки. Здесь можно говорить об особом типе информации — к о н ф и г у р а ц и о н н о й и н ф о р м а ц и и [26; 15, гл. 9], к-рая зашифрована в детальной хим. структуре белка. Фибриллярные белки обычно выполняют «строительные» ф-ции. Поэтому в них конфигурац. информация реализуется на надмолекулярном уровне, проявляясь в способности к спонтанной организации отдельных молекулярных цепочек в спирально построенные фибриллы (см. выше). Способность жестких линейно-кристаллич. молекул даже в разбавленном растворе образовывать жидкокристаллич. фазу — также одно из проявлений конфигурац. информации.

Уровень информации в синтетич. полимерных цепях, в общем, значительно ниже, чем в биополимерах, и здесь точнее было бы говорить не о конфигурационной, а о структурной информации. В отдельных случаях она реализуется спонтанно, но чаще — и к этому сводятся все технологич. проблемы — для получения желаемого комплекса свойств необходимо активно организовать надмолекулярную структуру П., через к-рую (коль скоро молекулы лишены устойчивой формы) осуществляется передача информации от хим. строения к свойствам (один и тот же блок-П. можно приготовить в виде стекла и в виде каучука).

Возможные свойства П. заложены в структуре его цепи. Она определяет его теплостойкость, способность быть в определенном диапазоне темп-р каучуком или стеклом, способность кристаллизоваться и т. д. Все эти потенциальные возможности однозначно предопределяются подвижностью цепей и групп, конформацией цепей и характером внутри- и межцепных взаимодействий. Дальнейшее зависит от правильного учета кинетич. и динамич. (в технологич. условиях) факторов, от к-рых зависит надмолекулярная организация. Неправильная технология, т. е. невер-

ный учет кинетич. факторов, равносильна «дезинформации», т. е. утрате структурной информации. Так, прочность синтетич. волокон находится в прямой связи как со степенью ориентации, так и с интенсивностью межцепных взаимодействий, препятствующих процессу ориентации. Если не считается с этим и не устранить взаимодействия подбором подходящей среды, то волокон может оказаться столь непрочным, что рвется при попытках его упрочнения. Это получается, напр., при «мокром» формировании в слишком жесткую коагуляционную ванну. Скорость коагуляции может оказаться при этом столь большой, что беспорядочная структура зафиксирована в застеклованном аморфном волокне до передачи (через твердую фазу) растягивающего усилия от приемного устройства.

Вместе с тем следует предусматривать, какая информация заключена в структуре мономерного звена. Так [37], полиэфир (рис. 17) может существовать в двух формах: кето- и гидроксильной. В кетоформе он кристаллический ( $T_{пл} = 180^\circ\text{C}$ ) и хорошо перерабатывается в волокно. В оксиформе он аморфен ( $T_T = 80^\circ\text{C}$ ) и ни при каких условиях не дает волокна, несмотря на то, что 2

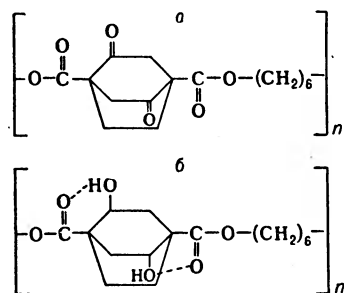


Рис. 17. Структурная ф-ла полиэфира бицикло-2,2-оксидиоксикарбоновой кислоты и гексациклола-1,6. а — кето-, б — оксиформа. Видно, что при гидрировании (перевод кето- в оксиформу) возникает водородные связи, ограничивающие свободу вращения бицикла [37].

ОН-группы, казалось бы, в большей мере способны к сильным межцепным взаимодействиям, нежели группы  $\text{C}=\text{O}$ . Однако вследствие неблагоприятного расположения  $\text{C}=\text{O}$ -групп основной цепи возможно внутримonomерное насыщение водородных связей. Оно повышает жесткость цепей (и тем понижает их способность к деформационной ориентации, которую необходимо осуществить при формировании волокна) и одновременно вследствие «занятости» групп ослабляет межцепные взаимодействия, необходимые для фиксации желаемой надмолекулярной структуры (отсюда утрата кристаллиземости и низкая  $T_T$ ). Т. о., при «планировании» того или иного П. необходимо наряду с учетом структурной информации, предопределяющей возможность определенной надмолекулярной организации, принимать во внимание также возможное поведение П. во время технологич. процесса. Это поведение также «зашифровано» в его хим. строении.

Лит.: 1) Коршак В. В., Химия высокомолекулярных соединений, М. — Л., 1950; 2) его же, Общие методы синтеза высокомолекулярных соединений, М., 1953; 3) Андрианов К. А., Полимеры с неорганич. главными цепями молекул, М., 1962; 4) Гейлорд Н., Марк Г. Ф., Линейные и стереорегулярные полимеры, пер. с англ., М., 1962; 5) Берлент У., Хофман А., Привитые и блок-сополимеры, пер. с англ., М., 1963; 6) Успехи химии целлюлозы и крахмала, под ред. Дж. Хонимена, пер. с англ., М., 19(2); 7) и 8) см. 2) и 3) в ст. *Аморфное состояние*; 9) Каргин В. А., Слонимский Г. Л., Краткие очерки по физико-химии полимеров, М., 1960; 10) Каргин В. А., Современные проблемы науки о полимерах, М., 1962; 11), 12), 13) — см. лит. к ст. *Макромолекула*; 14) Вайнштейн Б. К., Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах, М., 1963; 15) Френкель С. Я., Некоторые проблемы статистики и морфологии полимеров, Л., 19(2) (Докт. дисс.); 16) Физика полимеров. Сб. статей, пер. с англ., под ред. М. В. Волькенштейна, М., 1960; 17) Бреслер С. Е., Введение в молекулярную биологию, Л., 1963; 18) Носетан Р., Structure of organic solids and new organic polymers, Oxf.—L.—N. Y.—P., 1963; 19) Вуэше Ф. Я., Physical properties of polymers, N. Y.—L., 1962; 20) «Высокомолекулярные соединения», 1962, т. 4, № 1, с. 116; № 3, с. 429;

1964, т. 6, № 1, с. 42; 21) там же, 1963, т. 5, № 7, с. 1062; 22) Химические волокна, 1964, № 2; 23) «Ж. прикл. химии», 1963, т. 36, № 7, с. 1587; 24) «ЖТФ», 1959, т. 29, вып. 4, с. 514; 25) «Изв. АН СССР. Сер. биол.», 1958, № 1, с. 3; 26) «Биохимия», 1963, т. 28, вып. 3, с. 535; 27) «J. Amer. Chem. Soc.», 1962, v. 84, № 15, p. 2857; 28) «Chimica e Industria», 1962, v. 44, № 12, p. 1383; 29) «J. Polymer Sci.», 1961, v. 49, № 151, p. 105; 30) «J. Chem. Phys.», 1961, v. 35, № 2, p. 658; 1962, v. 36, № 6, p. 1563; 31) «Tetrahedron», 1961, v. 13, № 1—3, p. 219; 32) «Angew. Chem.», 1963, Jg. 75, № 11, S. 472; 33) «J. Molec. Biol.», 1963, v. 6, № 6, p. 474 (Библиография); 34) «J. Appl. Polymer Sci.», 1963, v. 7, № 4, p. 1175; 35) «Compt. rend. Acad. sci.», 1962, t. 255, № 23, p. 3189; 36) «Makromolek. Chem.», 1960, Bd 39, H. 1/2, S. 105; 37) там же, 1963, Bd 62, S. 66; 38) «J. Theor. Biol.», 1961, v. 1, № 3, p. 342; 39) «Bull. Math. Biophys.», 1962, v. 24, № 1, p. 11; 40) «Ж. Всес. хим. о-ва им. Д. И. Менделеева», 1962, т. 7, № 2; 41) Статьи о полимерах печатаются также в журналах: «Физика твердого тела», «Журнал физической химии», «Коллоидный журнал», «Disc. Faraday Society», «Fortschritte der hochpolymeren Forschung», «Polymer», «Transaction Faraday Society»; 42) Виленская Р. М., Высокомолекулярные соединения. Библиогр. указатель 1930—1963, Л., 1964. С. Я. Френкель.

ПОЛИМЕРЫ кристаллически, подобно любым другим кристаллам, характеризуются трехмерной упорядоченностью — периодич. повторяемостью в трех измерениях. В кристаллич. П. могут также присутствовать и менее упорядоченные области, к-рые играют роль дефектов кристаллич. решетки. Степень структурного совершенства кристаллич. областей и их относит. содержание сильно различаются в различных П. Строение кристаллов П. определяется элементарной ячейкой, один из периодов к-рой совпадает с периодом цепной молекулы. Прямыми методами установления и исследования кристалличности П. являются дифракционные методы (рентгенография и электронография) и электронная микроскопия, косвенными — инфракрасная спектроскопия и ядерный магнитный резонанс. Кристаллич. П. обладают более высокой прочностью, чем аморфные П., более благоприятными свойствами для получения пленок и волокон и т. д.

Для кристаллизации П. необходимым условием являются химическая и пространственная регулярность макромолекул (по крайней мере на сравнительно больших участках), однако в ряде случаев стереорегулярные П. не кристаллизуются из-за пространственных затруднений. В отличие от низкомолекулярных веществ, П. кристаллизуются не только самопроизвольно (при охлаждении), но и при растяжении (каучуки, полиизобутилен и др. П.); появление кристаллич. части сопровождается заметным изменением механ. свойств П., в частности исчезновением высокоэластичности; свойства кристаллов П. в блоке (полукристаллов) обычно зависят от предистории образца.

Кристаллич. П. образуются в виде ограниченных монокристаллов, глобулярных кристаллов и поликристаллич. агрегатов — изотропных и анизотропных (текстурированных). Достаточно гибкие цепные молекулы при определенных условиях принимают сферич. форму, свертываются в глобулы. Если все глобулы тождественны (белки), то они могут упаковываться в глобулярный кристалл (рис. 1).

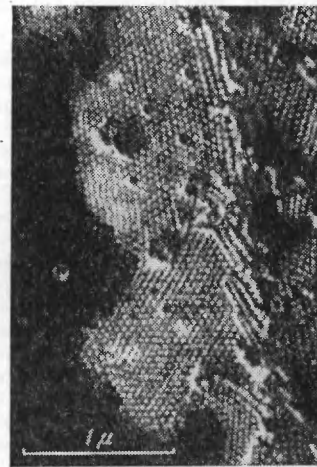


Рис. 1. Электронномикроскопич. фотографии глобулярного кристаллич. вируса.

При кристаллизации из разбавл. растворов стереорегулярных П. (полиэтилена, полипропилена, полиамидов, полиэфиров целлюлозы и мн. др.) получают ограниченные монокристаллы — монокристалльные пластинки размером до неск. десятков  $\mu$ , состоя-

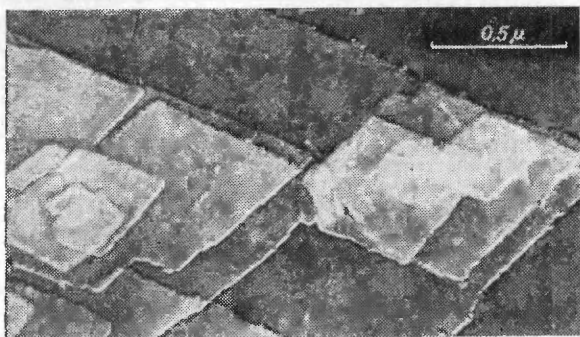


Рис. 2. Электронномикроскопич. фотография ограниченного монокристалла полиэтилена.

щие из тонких слоев одинаковой толщины (100—150 Å) (рис. 2) [3, 7]. В зависимости от условий получения (растворитель, концентрация, темп-ра кристаллизации) кристаллы образуются в виде ромбов, пластинок или дендритов. Оси цепных молекул расположены перпендикулярно (или почти перпендикулярно) плоскости монокристалльных слоев, что доказывает существование складок: макромолекулы складываются сами на себя, образуя ленты,

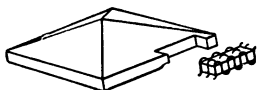


Рис. 3. Возможная схема роста монокристалла полимера из молекул со складчатой конформацией.

и наслаиваются на кристаллы параллельно его граням, так что толщина слоев равна величине складки (рис. 3). Длина складки не зависит от молекулярного веса и увеличивается при повышении темп-ры кри-

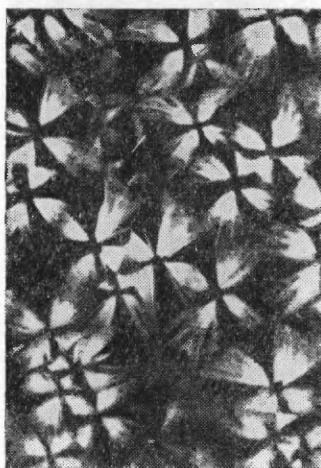


Рис. 4. Сферолитные структуры в пленке полиэтилена.

сталлизации и при отжиге кристаллов. Согласно термодинамической теории складчатых структур [10, 12], энергетически наиболее выгодна некая равновесная длина цепи, равная величине складки (120—150 Å); по кинетич. теории [6, 12] наиболее быстро образуются складки, периоды к-рых соответствуют критич. размерам зародышей кристаллизации.

Многие кристаллы растут по спирально-дислокационному механизму в виде полых пирамид [8, 9], к-рые становятся плоскими после удаления растворителя. С увеличением концентрации раствора наблюдаются менее правильные, часто слипшиеся, но по-прежнему монокристалльные пластинчатые структуры. При охлаждении расплавов возникают пластинчатые и лентообразные кристаллы, в к-рых молекулы имеют складчатую конформацию, а также скрученные и спиралевидные фибриллы, соединенные вместе менее

упорядоченными областями. Часто плоские кристаллы и фибриллы расщепляются, принимая снопообразные формы, к-рые затем образуют вторичные структуры — сферолиты (рис. 4). В радиальных фибриллах сферолитов молекулы расположены перпендикулярно их оси. При вытягивании волокон и пленок в большинстве случаев происходит ориентированная кристаллизация или перекристаллизация и переориентация ранее имевшихся сферолитов. Возникают одноосные кристаллич. текстуры, в к-рых оси цепных молекул ориентируются параллельно направлению растяжения, а др. оси кристаллич. ячейки располагаются беспорядочно.

Характерная особенность всех поликристаллических изотропных и текстурированных образцов — сложная надмолекулярная структура. Различные структурные элементы, кристаллиты, упорядоченные области и переходные зоны разного строения, размеров, ориентации и дефектности состоят из линейных, складчатых или спиральных макромолекулярных образований (в пластинчатых структурах складчатые участки молекул расположены линейно, а в фибриллах — по спирали). Эти элементы соединены менее упорядоченными областями, представляющими собой места изгибов молекул, сочленения фибрилл и слоев между собой, дислокации и т. д. [1, 2, 5] (см. *Полимеры*, надмолекулярная организация).

Лит.: 1) «Высокомолекулярные соединения», 1963, т. 5, № 8, с. 1171; 2) «Химия и технология полимеров», 1962, № 11, с. 3; 3) там же, 1963, № 4, с. 3; 4) «Polymer», 1962, v. 3, № 3, p. 349; 5) «J. Polymer Sci.», 1959, v. 40, № 137, p. 565; 6) там же, 1960, v. 42, № 139, p. 49; 7) там же, 1960, v. 44, № 144, p. 449; 8) «Nature», 1959, v. 184, № 4689, p. 810; 9) «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 11, p. 1906 and 1916; 10) там же, p. 1934; 11) «Z. Physik», 1960, Bd 159, № 3, S. 272; 12) «J. Res. Nat. Bur. Standards», 1960, v. 64A, № 1, p. 73; 1961, v. 65A, № 4, p. 297. См. также лит. к ст. *Полимеры*. Г. И. Дистлер.

**ПОЛИМОРФИЗМ** — свойство веществ существовать в неск. кристаллич. или жидкокристаллич. фазах — п о л и м о р ф н ы х м о д и ф и к а ц и я х, различающихся структурой и физ. свойствами. Примеры веществ, обладающих П.: железо, сера, углерод,  $\text{Bi}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  (см. рис. 4 и 5 в ст. *Давления высокие*), кварц,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Se}$ ,  $\text{P}$ ,  $\text{HgJ}_2$ ,  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{NH}_4\text{NO}_3$ , камфара и др. Известно множество органич. веществ, образующих, кроме неск. кристаллич. фаз, одну, две и даже три жидкокристаллические. Каждая полиморфная модификация стабильна только в ей одной принадлежащей области темп-р  $t$  и давлений  $p$ . В неустойчивом, метастабильном (заторможенном, закаленном, переохлажденном) состоянии вещество может сохраняться неопределенно долго как в собственной, так и в «чужой» области  $t$ ,  $p$  (см., напр., *Алмаз*). Но в этом состоянии оно может находиться лишь до тех пор, пока не будет из него выведено определенным воздействием без выхода за пределы указанной области (отжиг, внесение стабильной затравки и т. д.). Переход неустойчивой модификации в устойчивую необратим, м о н о т р о п е н, если соств. области стабильности обеих модификаций не имеют общей границы — кривой равновесия  $f(t, p)$ . При наличии такой кривой переход одной кристаллич. модификации в другую может совершаться обратимо, э н а н т р о п н о, при постоянных  $t$ ,  $p$  (в одной точке этой кривой), принципиально ничем не отличающейся от перехода льда в воду и обратно при постоянных  $t$ ,  $p$ , но при обязательном сообщении тепла льду при плавлении и отводе тепла от воды при кристаллизации. Особые виды П. встречаются при фазовых переходах 2-го рода в сегнетоэлектриках и ферромагнетиках, в явлениях вращения молекул, сверхпроводимости и др. П. элементов иначе наз. а л о т р о п и е й.

Лит.: 1) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллизация, М., 1954; 2) Бокии Г. Е., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 3) Уразовский С. С., Молекулярный полиморфизм, Киев, 1956; 4) Тейлор Х. С., Физическая хи-



мня, Л., 1935; 5) Glasstone S., Textbook of physical chemistry, 2 ed., N. Y., 1946; 6) Gray G. W., Molecular structure and the properties of liquid crystals, N. Y., 1962.

А. В. Шубников.

**ПОЛИНОМИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** (мультиномиальное) — специальный вид распределения вероятностей, являющийся обобщением биномиального распределения. Пусть в результате некоторого эксперимента может наступить любое из  $n$  несовместимых событий  $A_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ), причем вероятность наступления события  $A_i$  равна  $p_i > 0$  ( $\sum p_i = 1$ ). Вероятность того, что при  $N$  повторениях эксперимента событие  $A_1$  наступит  $a_1$  раз, событие  $A_2$  наступит  $a_2$  раз, ..., событие  $A_n$  наступит  $a_n$  раз, равна

$$\frac{N!}{a_1! a_2! \dots a_n!} p_1^{a_1} p_2^{a_2} \dots p_n^{a_n}.$$

Это и есть П. р. Математич. ожидание:  $M(A_i) = Np_i$ , дисперсия:  $D(A_i) = Np_i(1 - p_i)$ , смешанный второй центральный момент:  $\mu_{ij} = -Np_i p_j$ .

**ПОЛИТРОПИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС** (политропный процесс) — обратимый процесс изменения состояния газа, согласно уравнению  $pV^n = \text{const}$ , где  $p$  — давление,  $v$  — уд. объем газа,  $n$  — показатель П. п.

Частными случаями П. п. являются: при  $n = \pm \infty$  изохорный процесс ( $v = \text{const}$ ), при  $n = 0$  изобарный процесс ( $p = \text{const}$ ), при  $n = 1$  изотермический процесс ( $pV = \text{const}$ ). Для идеальных газов, теплоемкости  $k$ -рых при постоянном давлении и постоянном объеме не зависят от темп-ры и давления, П. п. характеризуется постоянным соотношением между приращением внутренней энергии и совершенной внешней работой на всем протяжении процесса. При  $n = k = c_p/c_v$  (где  $c_p$  и  $c_v$  — теплоемкости соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме) П. п. является равновесным адиабатным (изоэнтропийным). В теории тепловых двигателей отдельные реальные процессы часто заменяются П. п.

**ПОЛИТРОПНАЯ АТМОСФЕРА** — условная, идеализированная атмосфера, в  $k$ -рой темп-ра является линейной  $\phi$ -цией высоты, т. е.  $T = T_0 - \gamma z$ , где  $\gamma = -\partial T/\partial z = \text{const}$  — вертикальный градиент температуры. Связь высоты  $z$  и давления  $p$  описывается в П. а. барометрич.  $\phi$ -лой

$$p = p_0 \left( \frac{T_0 - \gamma z}{T_0} \right)^{g/R_c \gamma},$$

где  $R_c$  — газовая постоянная,  $g$  — ускорение силы тяжести. Высота П. а. конечна и равна  $H_{\text{пол}} = T_0/\gamma$ . При  $T_0 = 273^\circ\text{K}$  и  $\gamma = 0,6 \text{ град}/100 \text{ м}$  высота П. а. равна 45,5 км. Частный случай П. а. — однородная, изотермическая и стандартная атмосферы (см. Атмосфера стандартная).

**ПОЛИФЕРРИТЫ** — см. Ферриты.

**ПОЛИХРОМАТОР** — монохроматор с несколькими выходными щелями, предназначенный для выделения излучения различных длин волн. П. применяются в т. н. многоканальных спектрометрах,  $k$ -рыми наиболее часто пользуются для спектрального анализа на большое число (до 40) элементов. В этом случае число выходных щелей П. равно числу анализируемых элементов, и они устанавливаются в местах расположения соответствующих аналитических спектральных линий этих элементов.

**ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТЫ** — полимеры, в состав молекул  $k$ -рых входят группы, способные к ионизации в растворе. Благодаря этому размеры молекул П. (как и др. свойства) могут изменяться в несравненно более широких пределах, чем у обычных макромолекул. К П. относятся важнейшие биологич. полимеры — белки и нуклеиновые кислоты, многие свойства  $k$ -рых (особенно зависимость темп-ры денатурации от рН и ионной силы раствора) определяются их

полиэлектродитной природой. Широкое практич. применение имеют трехмерные сшитые П. — ионты. П. делятся на поликислоты, полиоснования и полиамфолиты (сополимеры, в состав  $k$ -рых входят как основные, так и кислотные группы). Большинство П. содержит слабые кислотные или щелочные группы (напр., карбоксильные или аминогруппы) и поэтому ионизовано только в присутствии сильного основания (для поликислот) или сильной кислоты (для полиоснований). Тогда цепь П. несет на себе заряженные группы, а в окружающей среде в том же числе присутствуют низкомолекулярные ионы противоположного знака — противоионы. Ряд П. содержит сильные кислотные группы (напр., фосфатные или сульфогруппы).

Свойства молекул П. в растворе определяются наличием электростатич. взаимодействия заряженных групп цепи друг с другом и с низкомолекулярными ионами раствора,  $k$ -рый в целом, конечно, электронейтрален. При не очень малых степенях ионизации молекулы П. создают вокруг себя сильное электростатич. поле, так что электростатич. энергия низкомолекулярного иона, находящегося вблизи цепи, оказывается в неск. раз больше кинетич. энергии его теплового движения. Поэтому к растворам П. совершенно неприменима теория растворов низкомолекулярных электролитов, развитая П. Дебаем и Э. Хюккелем на основе решения линеаризованного уравнения Пуассона — Больцмана для плотности зарядов (см. Электролиты).

Экспериментальные данные (в особенности опыты по явлениям переноса меченого Na, а также измерения коэфф. активности низкомолекулярных ионов) показывают, что молекула поликислоты или полиоснования обычно прочно удерживает вблизи себя силами электростатич. притяжения значит. число противоионов, часто составляющее более половины от числа заряженных групп цепи. При добавлении в раствор помимо молекул П. и их противоионов  $k$ -н. соли число связанных противоионов практически не изменяется, а ионы того же знака, что и заряженные группы (коионы), вообще не связываются. В результате при достаточно низких концентрациях П. активность противоионов в растворе П. в присутствии соли равна их активности в отсутствие соли плюс активность одноименно заряженных ионов соли в отсутствие П. (правило Мока — Маршала). Активность коионов равна их активности в отсутствие П. Отсюда следует, в частности, что осмотич. давление раствора, содержащего молекулы П. и низкомолекулярной соли, равно сумме осмотич. давлений раствора П. и раствора соли с теми же концентрациями. Изложенная картина связывания противоионов молекулами П. подтверждается результатами численного решения нелинеаризованного уравнения Пуассона — Больцмана.

Электростатич. отталкивание одноименно заряженных групп в поликислотах и полиоснованиях приводит к резкому изменению конформационных свойств макромолекул, прежде всего к увеличению их размеров в растворе. Экспериментальные исследования зависимости характеристич. вязкости  $[\eta]$  и др. свойств молекул П. от их молекулярного веса  $M$  показывают, что эти молекулы даже при макс. степенях ионизации представляют собой не жесткие стержни (теория Качальского и Лифсона), а сильно набухшие клубки. Средние размеры молекул П. могут с увеличением степени ионизации увеличиваться в 5 и более раз, но их форма (отношение длины к поперечнику) меняется при этом относительно слабо.

Термодинамич. теория конформац. свойств молекул П., развитая П. Флори на основе гипотезы о том, что занятая молекулой П. область пространства в целом является электронейтральной, подтверждает, что элек-



тростатич. силы отталкивания не способны превратить клубкообразную макромолекулу в палочкообразную. К тому же результату приводит развитая О. Б. Итицыным статистич. теория молекул П., к-рая исходит из того, что из-за большого экранирующего действия противоионов заряженные группы молекулы П., расположенные далеко друг от друга по цепи, взаимодействуют лишь при их случайном сближении в процессе флуктуац. изгибания макромолекулы, как это имеет место и в незаряженных цепях. Эта теория показывает, что конформац. свойства набухших молекул П. (как и набухших незаряженных макромолекул) промежуточные между свойствами ненабухших статистич. клубков и жестких стержней: для набухших П. среднее квадратичное расстояние между концами цепи  $(\bar{h}^2)^{1/2} \sim M^{2/3}$  и  $[\eta] \sim M$ ; для ненабухших клубков  $(\bar{h}^2)^{1/2} \sim M^{1/2}$  и  $[\eta] \sim M^{1/2}$ , а для стержней  $(\bar{h}^2)^{1/2} \sim M$  и  $[\eta] \sim M^2/\ln M$ . Указанные выводы теории подтверждаются эксперимент. данными (в частности, опытами по конформац. свойствам денатурированной ДНК).

Увеличение концентрации низкомолекулярных ионов в растворе (ионной силы раствора) уменьшает взаимодействие заряженных групп и приближает размеры и др. свойства молекул П. к соответствующим свойствам обычных макромолекул. При низких ионных силах раствора изменение концентрации П. влечет за собой и изменение концентрации низкомолекулярных ионов, что приводит к аномальным концентрационным зависимостям вязкости и др. характеристик растворов П. Во избежание этого при малых ионных силах пользуются т. н. и зо и о н н ы м р а з б а в л е н и е м раствора П., т. е. разбавлением соевым раствором с таким эмпирически подбираемым содержанием соли, чтобы эффективная концентрация низкомолекулярных ионов вблизи цепей не зависела от концентрации П. Взаимодействия соседних по цепи заряженных групп, сравнительно мало зависящие от ионной силы, также оказывают влияние на свойства молекул П., в особенности на кривые потенциометрич. титрования слабых поликислот и полиоснований.

Лит.: 1) Rice S. A., Nagasawa M., Polyelectrolyte solutions A theoretical introduction, L.—N. Y., 1961; 2) Бреслер С. Е., в сб.: Успехи химии и технологии полимеров, сб. 2, М., 1957, с. 110. О. В. Птицын.

**ПОЛНАЯ МОЩНОСТЬ** (к а ж у щ а я с я м о щ н о с т ь) — величина, равная произведению действующих значений периодич. тока в цепи  $I$  и напряжения на ее зажимах  $U$ . Обозначается буквой  $S$ . Измеряется в в а. П. м. в комплексной форме:  $S = UI^*$  (или  $S = U^*I$ ), где  $U$  — комплексное действующее значение напряжения, а  $I^*$  — комплексная величина, сопряженная комплексному действующему значению тока.  $S = P \pm iQ$ , где  $P$  — активная мощность,  $Q$  — реактивная мощность.

**ПОЛНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ** — величина, равная отношению амплитуды (действующего значения) синусоидального тока в электрич. цепи к амплитуде (действующему значению) синусоидального напряжения на зажимах цепи. П. п. обозначается буквой  $y$  и равна  $y = \sqrt{g^2 + b^2}$ , где  $g$  — активная проводимость цепи,  $b$  — реактивная проводимость. Измеряется в ом<sup>-1</sup>. П. п. — величина, обратная *полному сопротивлению*. П. п. в комплексной форме (к о м п л е к с н а я п р о в о д и м о с т ь)  $Y = g - ib$ , причем  $y = |Y|$ .

**ПОЛНОГО ТОКА ЗАКОН** — интеграл по замкнутому контуру от напряженности магнитного поля  $H$  равен полному току, проходящему сквозь поверхность  $S$ , ограниченную этим контуром:

$$\oint H dl = \int_S \delta ds,$$

где  $\delta$  — вектор плотности полного тока.

**ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ** — вид отражения света или вообще электромагнитных волн, при к-ром вся энергия волны, падающей на границу раздела двух сред из среды с большим показателем преломления, полностью отражается обратно в эту среду.

**ПОЛНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — величина, равная отношению амплитуды (действующего значения) синусоидального напряжения на зажимах электрич. цепи к амплитуде (действующему значению) синусоидального тока в этой цепи. Обозначается буквой  $z$  и равно  $z = \sqrt{r^2 + x^2}$ , где  $r$  — активное сопротивление цепи,  $x$  — реактивное сопротивление. Измеряется в омах. П. с. — величина, обратная *полной проводимости*. В комплексной форме (комплексное сопротивление)  $Z = r + ix$ , причем  $z = |Z|$ .

**ПОЛОДИЯ** (п о л о д и а) — 1) при движении (в случае Эйлера) твердого тела вокруг неподвижного центра  $O$  — кривая, к-рую на поверхности построенного в центре  $O$  эллипсоида инерции описывает точка пересечения этой поверхности с мгновенной осью вращения тела (см. Герполодия); 2) при плоско-параллельном движении твердого тела — то же, что и *центроида*; 3) в астрономии — геометрич. место точек пересечения мгновенной оси вращения Земли с земной поверхностью (траектория мгновенного полюса Земли).

**ПОЛОЖИТЕЛЬНО ОПРЕДЕЛЕННАЯ ФОРМА** — квадратичная форма  $f = \sum_{i,k=1}^n a_{ik} x_i x_k$  ( $a_{ik} = a_{ki}$ ), при-

нимающая неотрицательные значения при любых действит. значениях  $x_1, x_2, \dots, x_n$  и обращающаяся в нуль лишь при  $x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0$ . Любая П. о. ф. приводится с помощью линейного преобразования к сумме квадратов переменных. Для того чтобы  $f$  была П. о. ф., необходимо и достаточно, чтобы

$$\Delta_j = \begin{vmatrix} a_{11} & \dots & a_{1j} \\ \dots & \dots & \dots \\ a_{j1} & \dots & a_{jj} \end{vmatrix} > 0 \text{ для всех } j = 1, 2, \dots, n.$$

Эрмитовой П. о. ф. наз. такая форма  $f = \sum a_{ik} x_i \bar{x}_k$  ( $\bar{x}_k$  — число, комплексно сопряженное с  $x_k$ ), что  $a_{ik} = \bar{a}_{ki}$  и  $f \geq 0$  для всех значений  $x_j$  и  $f = 0$  лишь при всех  $x_j = 0$ .

Матрица  $\|a_{ik}\|_n$  наз. положительно определенной, если  $\sum a_{ik} x_i \bar{x}_k$  — эрмитова П. о. ф.

Положительно определенное ядро — такая ф-ция  $K(x, y) = \overline{K(y, x)}$ , что  $\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K(x, y) \xi(x) \bar{\xi}(y) dx dy \geq 0$  для любой ф-ции  $\xi(x)$  в интегрируемом квадрате.

Положительно определенная ф-ция — такая ф-ция  $f(x)$ , что ядро  $K(x, y) = f(x - y)$  является положительно определенным. В. И. Буткоков.

**ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ** — оптически одноосные кристаллы, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча больше, чем скорость распространения необыкновенного луча. См. Кристаллооптика.

**ПОЛОНИЙ** (Polonium) Po — радиоактивный хим. элемент VI гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 84. Открыт в 1898 М. и П. Кюри. Известны 24 изотопа и ядерных изомера П. с массовыми числами от 196 до 218 (см. Таблицу изотопов в V томе), как природных, так и полученных искусственно. Природным изотопам П. (как и изотопам др. радиоэлементов) даны спец. знаки и названия по их месту в радиоактивных рядах: Po<sup>210</sup> (RaF), Po<sup>211</sup> (AcC), Po<sup>212</sup> (ThC'), Po<sup>214</sup> (RaC'), Po<sup>215</sup> (AcA), Po<sup>216</sup> (ThA) и Po<sup>218</sup> (RaA). Наибольшее практич. значение имеет природный изотоп Po<sup>210</sup> ( $T_{1/2} = 138,401$  дня), образующийся в радиоактивном ряду U. Po<sup>210</sup> — чистый  $\alpha$ -излучатель. Обычно

$Po^{210}$  получают из  $Pb^{210}$  ( $T_{1/2} = 22$  года) по реакции  $RaD (Pb^{210}) \xrightarrow{\beta^-} RaE (Bi^{210}) \xrightarrow{\beta^-} RaF (Po^{210})$ . Получаемые при этом образцы П. составляют  $10^{-10} - 10^{-6}$  г В миллиграммовых количествах  $Po^{210}$  получают облучением  $Bi$  нейтронами:  $Bi^{209} (n, \gamma) Bi^{210} \xrightarrow{\beta^-} Po^{210}$ .

Электронная конфигурация атома П. ( $6s^2 6p^4$ ) аналогична конфигурации Se и Te. Следовательно, устойчивыми окислительными состояниями могут быть:  $-2$ ,  $+2$ ,  $+4$  и  $+6$ . Наиболее устойчивыми из них является  $Po^{4+}$ . Потенциал ионизации  $Po^0 \rightarrow Po^+$  равен  $8,43$  эв.

Элементарный П — серебристо-белый металл, имеет 2 модификации: низкотемпературная  $\alpha$ -форма с кубич. решеткой и высокотемпературная  $\beta$ -форма с ромбоэдрич. решеткой; фазовый переход при  $36^\circ$  (все темп-ры в  $^\circ C$ ). Атомный диаметр (экстраполированный к нулевому содержанию Pb)  $3,38 \text{ \AA}$ ; плотность  $9,4 \text{ г/см}^3$ ,  $t_{пл}^\circ = 254^\circ$ ,  $t_{кип}^\circ = 962^\circ$ , скрытая теплота испарения  $24,597 \pm 0,031 \text{ ккал. моль}$ , коэфф. линейного расширения в интервале темп-р от  $-196^\circ$  до  $+30^\circ$  равен  $2,35 \cdot 10^{-5}$ ; уд. электросопротивление в  $мком \cdot см$  для  $\alpha$ -П.  $42 \pm 10$ , для  $\beta$ -П.  $44 \pm 10 (0^\circ)$ .

Удельная активность  $Po^{210}$  составляет  $4,5$  кюри/мг, что соответствует  $10^{13}$  распадов/мин. мг, а максимальное количество  $Po^{210}$ , к-рое можно ввести в организм человека, —  $0,02$  мккюри, поэтому работа с миллиграммовыми количествами П. опасна для здоровья.

По применяется для изготовления нейтронных источников, для изучения радиационно-химич. процессов в жидкостях под действием  $\alpha$ -излучения, для изучения физиологич. влияния  $\alpha$ -излучения на живые организмы, а также в нек-рых отраслях промышленности.

Лит.: 1) Багнал К., Химия редких радиоактивных элементов, пер. с англ., М., 1960; 2) Нефедов В. Д., Зайцев В. М., Горопова М. А., «Успехи химии», 1964 (в печати); 3) Хлопин В. Г., Самарцева А. Г., «ДАН СССР», 1934, т. 5 (IV), с. 433; 4) Старик И. Е., Основы радиохимии, М. — Л., 1959; 5) Figgins P. E., The radiochemistry of polonium. [Oak Ridge (Tennessee). Office of technical information extension, 1961]. (US Atomic energy commission. Nuclear science. Ser. NAS—NS 3037); 6) Wagner I. K. W., The chemistry of polonium, в кн.: Advances in inorganic chemistry and radiochemistry, v. 4, N. Y., 1962. М. А. Торопова.

**ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ** — область частот, в пределах которой коэфф. передачи (по модулю) четырехполосника или комплексное сопротивление двухполосника (по модулю) не уменьшаются более чем в  $1/\sqrt{2}$  раз (3 дб) от макс. значения. Коэфф. передачи (по напряжению) четырехполосника — отношение амплитуды выходного напряжения к

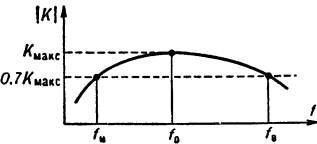


Рис. 1. Частотная характеристика усилителя низкой частоты;  $f_н$  и  $f_в$  — верхняя и нижняя границы полосы пропускания (зависят от параметров усилителя).

амплитуде входного. Эта величина (в общем случае комплексная) зависит от частоты, поскольку в состав

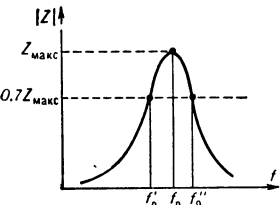


Рис. 2. Резонансная кривая колебат. контура;  $f_0$  — резонансная частота;  $f'_н, f'_в$  — границы полосы пропускания.

Лит.: Асеев В. П., Основы радиотехники, М., 1947. А. А. Брандт.

**ПОЛОСАТЫЕ СПЕКТРЫ** — спектры, состоящие из отдельных полос, содержащих большое число близко расположенных компонент. П. с. характерны для спектров испускания и поглощения молекул. См. Молекулярные спектры.

**ПОЛОСОВОЙ УСИЛИТЕЛЬ** — усилитель электрич. колебаний, коэфф. усиления к-рого приблизительно постоянен в заданной полосе частот и резко уменьшается при приближении к ее границам. П. у. обладает резко ограниченной *полосой пропускания* (рис. 1, а).

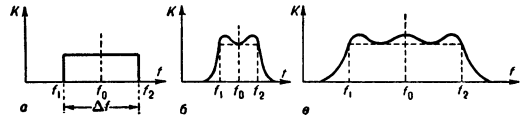


Рис. 1. Частотные характеристики полосового усилителя: а — идеального; б — с полосовыми фильтрами из двух связанных контуров; в — с тремя расстроенными колебат. контурами;  $\Delta f$  — полоса пропускания;  $f_0$  — средняя частота полосы пропускания.

Специфич. элементы П. у. — *полосовые фильтры* — состоят из системы связанных между собой колебат. контуров (рис. 2), обеспечивающих заданную форму частотной характеристики усилителя (рис. 1, б). Применяются также П. у., содержащие одиночные контуры

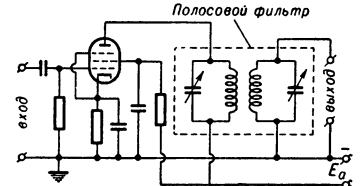


Рис. 2. Схема полосового усилителя со связанными контурами.

(три и более), настроенные на частоты, расположенные определенным образом в пределах полосы пропускания (рис. 1, в). П. у. применяется для усиления электрич. колебаний, спектр которых занимает определенную область частот. Преимуществом П. у. по сравнению с усилителями, не имеющими резко ограниченной полосы пропускания (резонансными, усилителями на сопротивлениях и др.), является высокая избирательность (т. е. возможность подавления сигналов, лежащих за пределами полосы пропускания) и сравнительно малый уровень шумов.

Лит.: Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954. А. А. Брандт.

**ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ** (в атмосфере) — области спектра, в к-рых атмосфера поглощает проходящую через нее радиацию. П. п. атмосферы обусловлены поглощением газами, количество к-рых в атмосфере практически не изменяется ( $O_2, N_2$  и др.), а также переменными составляющими атмосферы (вод. пар,  $CO_2, O_3$ ), причем последние играют основную роль. Интенсивное поглощение свойственно также аэрозолям, всегда содержащимся в атмосфере. При облачности наиболее интенсивное поглощение наблюдается в облаках.

П. п. в ультрафиолетовой области спектра (длины волн  $\lambda = 1000 - 4000 \text{ \AA}$ ) принадлежат гл. обр.  $O_2, O_3$  и  $N_2$ ; наиболее широка и интенсивна одна из П. п.  $O_3$  ( $2200 - 3200 \text{ \AA}$ ), обуславливающая обрыв солнечного спектра у земной поверхности ок.  $\lambda = 2900 \text{ \AA}$  (более короткие волны не достигают земной поверхности). Поглощение радиации атмосферой в видимой области спектра ( $4000 - 7000 \text{ \AA}$ ) очень невелико и обусловлено  $O_3, O_2$  и вод. паром. Резко возрастает поглощение с переходом к инфракрасной области спектра, где во множестве интенсивных П. п. вод. пар почти полностью поглощает радиацию при  $\lambda$  от  $1$  мк до  $1$  мм. Отдельные узкие участки спектра в этом диапазоне, в к-рых атмосфера заметно прозрачна,

наз. «атм. окнами»; наиболее широкое атм. окно расположено при  $\lambda \approx 8-12$  мк. Интенсивные П. п. в инфракрасной области спектра имеют также  $\text{CO}_2$  (сильная полоса, центрированная ок. 14,7 мк, и др.),  $\text{O}_3$  (полоса ок. 9,6 мк и др.). Многочисленные слабые П. п. принадлежат окислам азота, углеводородным соединениям, тяжелой воде и др. компонентам. Поглощение сантиметровых и отчасти дециметровых радиоволн обусловлено П. п. вод. пара и  $\text{O}_2$ .

Исследование П. п. представляет большой интерес для выяснения закономерностей теплового режима атмосферы, происхождения атм. озона и свечения ночного неба, построения теории ионосферы и др.

Лит.: 1) Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца, Л., 1954; 2) его же, Лучистый теплообмен в атмосфере, Л., 1956. К. Я. Кондратьев.

**ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА** — интерференционные полосы, наблюдающиеся при освещении тонкого слоя постоянной толщины расходящимся пучком лучей и обрисовывающие линии равного наклона лучей, падающих на слой (см. *Оптика тонких слоев*). Обычно получаются при помешении протяженного источника света в фокальной плоскости линзы, направляющей свет на слой. П. р. н. локализованы в бесконечности и наблюдаются при помощи 2-й линзы, проектирующей их на экран или фотопластинку, либо визуально при аккомодации глаза на бесконечность. Если коэфф. отражения  $R$  обеих границ слоя велик, то П. р. н. очень резки, особенно в проходящем свете. Максимумы яркости располагаются при  $\cos \theta = (m-\alpha)\lambda_n/2nt$ , где  $m$  — целое число (порядок интерференции),  $\lambda$  — длина волны,  $\alpha$  — сумма фазовых сдвигов при отражении света от обеих границ слоя, деленная на  $2\pi$ ,  $n$  — показатель преломления вещества, образующего слой. Изменение длины волны на  $\Delta\lambda$  вызывает смещение полосы на  $\Delta\theta = \text{ctg} \theta (\Delta\lambda/\lambda)$ ; т. к. полуширина полос  $\delta\theta \approx \frac{1}{2} [(1-R)/\pi \sqrt{R}] \lambda / 2nt \sin \theta$  и отчетливо наблюдаются смещения полосы  $\Delta\theta \geq \delta\theta$ , то при больших  $t$  и  $R$  по величине  $\Delta\theta$  легко обнаруживаются весьма малые изменения  $\lambda$  на  $\Delta\lambda \geq \frac{1}{2} [(1-R)/\pi \sqrt{R}] \lambda^2 / 2nt \cos \theta$ . Этим обычно пользуются для спектральных исследований при помощи *интерферометра Фабри — Перо*. Чтобы П. р. н. были наблюдаемы при больших  $t$ , необходимо предварительно выделить из облучающего светового пучка небольшой спектральный диапазон, т. к. в противном случае полосы для разных  $\lambda$  будут налагаться друг на друга и интерференционная картина станет ненаблюдаемой.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958. Г. В. Розенберг.

**ПОЛОСЫ РАВНОГО ХРОМАТИЧЕСКОГО ПОРЯДКА** — интерференционные полосы, наблюдаемые в спектре света после прохождения параллельным световым пучком тонкого слоя (см. *Оптика тонких слоев*) и соответствующие постоянству величины  $nt/\lambda$ , где  $t$  — толщина слоя,  $n$  — показатель преломления образующего его вещества,  $\lambda$  — длина волны. П. р. х. н.

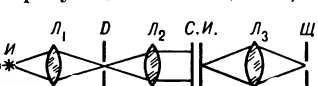
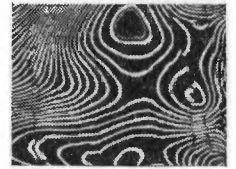


Схема установки для получения полос равного хроматического порядка: И — источник света; Л<sub>1</sub>, Л<sub>2</sub>, Л<sub>3</sub> — линзы; Д — малая диафрагма; С. И. — слой, в котором возникает интерференция; Щ — щель спектроскопа.

многолучевым интерферометром, П. р. х. н. очень узки и их форма воспроизводит в сильно увеличенном виде изменения  $t$  или  $n$  вдоль участка слоя, спроектированного на щель спектрографа (см. рис. 5 в ст. *Оптика тонких*

*слоев*). Линейное увеличение  $dl/dt \approx D\lambda/t$  ( $D = dl/d\lambda$  — дисперсия спектрального аппарата), что позволяет получать увеличения в десятки и сотни тысяч раз. П. р. х. н. широко применяются для исследования микрорельефа поверхностей. Г. В. Розенберг.

**ПОЛОСЫ РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ** — интерференционные полосы, наблюдаемые при освещении тонкого слоя переменной толщины (напр., клина) пучком параллельных лучей и обрисовывающие линии одинаковой *оптической толщины* слоя (см. *Оптика тонких слоев*). П. р. т. локализованы на поверхности слоя и наблюдаются либо непосредственно, либо проектированием поверхности на экран или фотопластинку.



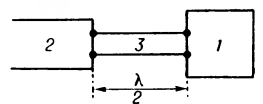
Рельефная карта поверхности силиконовой пластинки (полосы равной толщины).

При большом коэфф. отражения света на границах слоя монохроматические П. р. т. очень узки; такие полосы используются для изучения микрорельефа поверхностей, что позволяет выявить неровности высотой от  $\sim 1$  Å и выше (см. рис., а также *Ньютона кольца*). В проходящем свете максимумы яркости полос соответствуют толщинам  $t = (m-\alpha)\lambda/2n \cos \theta$ , где  $m$  — целое число (порядок интерференции),  $\lambda$  — длина волны,  $\alpha$  — сумма фазовых сдвигов при отражении света от обеих границ слоя, деленная на  $2\pi$ ,  $n$  — показатель преломления вещества слоя и  $\theta$  — угол преломления света в слое.

При освещении слоя белым светом различным  $t$  будут соответствовать различные длины волн  $\lambda = 2nt \cos \theta / (m-\alpha)$ , для  $k$ -рых слой обладает наибольшей прозрачностью и наименьшей отражат. способностью. Это создает при малых  $t$  интерференционную окраску слоя (напр., окалина, окраска мыльных пузырей, слоев масла на воде и т. п.).

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958. Г. В. Розенберг.

**ПОЛУВОЛНОВАЯ ЛИНИЯ** — отрезок линии передачи (*волновода, двухпроводной линии, коаксиального кабеля*), длина  $k$ -рого равна целому числу полуволин в линии. Если нагрузка 1, частично поглощающая и отражающая падающую волну, подключена к  $k$ -л. устройству 2 через П. л. 3 (см. рис.), то коэфф. отражения (см. *Отражение радиоволн*) от входа П. л. р. вх в случае пренебрежимо малых потерь в ней в точности равен коэфф. отражения  $\rho$ ,  $k$ -рый имела бы нагрузка 1, подключенная к устройству 2 непосредственно. П. л. как бы переносит без изменения свойства нагрузки на нек-рое расстояние. Эта особенность П. л. объясняется тем, что при распространении по ней от входа к выходу и обратно электромагнитная волна приобретает дополнит. сдвиг фазы, равный  $2\pi l$ , так что комплексные коэфф. отражения от входа и от выхода оказываются одинаковыми. П. л. применяется как составной элемент различных высокочастотных и СВЧ устройств, антенн и др.



Полуволновая линия;  $\lambda$  — длина волны в линии.

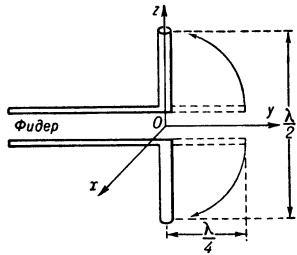
Лит.: Теория линий передачи сверхвысоких частот, пер. с англ., т. 1, М., 1951. И. В. Иванов.

**ПОЛУВОЛНОВОЙ ВИБРАТОР** (полуволновой диполь) — простейшая приемная и передающая антенна, гл. обр. в области коротких и ультракоротких волн. Представляет собой проводящий стержень, длина  $k$ -рого близка к половине длины волны излучаемых или принимаемых колебаний. Для связи с генератором или приемником в средней части

стержня делается разрыв, к к-рому подключается фидерная линия (см. рис.).

П. в. можно упрощенно рассматривать как четверть-волновый отрезок разомкнутой двухпроводной линии, проводники к-рой разведены на угол 180°. При этом в идеальном П. в. (без потерь) ток распределен по длине по закону:  $I(z) = I_0 \cos \pi z/l$ , где  $l$  — длина П. в., а  $I_0$  — ток в пучности (в месте подключения питающей линии).

Электromагнитное поле в ближней зоне П. в. (см. Антенна) распределено так, что преимущественное излучение или прием имеет место в плоскости  $xu$  (перпендикулярной оси П. в.  $Oz$  и проходящей через его центр  $O$ ). Линии электр. поля располагаются в плоскостях, пересекающихся по оси  $Oz$ , а линии магнитного поля образуют окружности с центрами на оси  $Oz$ , лежащие в перпендикулярных плоскостях. Диаграмма направленности П. в. представляет собой поверхность тела вращения относительно  $Oz$  и описывается в любом аксиальном сечении выражением:  $G = \cos \varphi$ , где  $\varphi$  — угол между плоскостью преимущественного излучения и лучом из центра П. в. Сопротивление излучения П. в. равно  $\sim 73 \text{ ом}$ . Потери, связанные с проводимостью, в П. в. обычно пренебрежимо малы, так что согласованный с фидером П. в. излучает практически всю подводимую энергию, и его кпд весьма высок (более 90%).



П. в. применяется обычно как активный диполь, образующий в различных сочетаниях с системой *насыщенных диполей* многие типы антенн с направленным излучением.

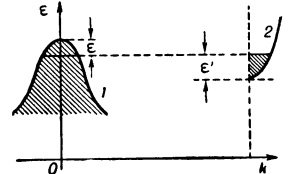
Лит.: Электрические колебания и волны. Сб., под ред. В. К. Лебединского и М. В. Шулейкина, вып. 1, М., 1941 (статьи Г. Герца, М. Абрагама, Л. Бриллюэна и др. авторов по теории излучения одиночного провода и полуволнового вибратора). И. В. Иванов.

**ПОЛУКОЛЛОИДЫ** — вещества, растворы к-рых в данном растворителе характеризуются тем, что наряду с молекулами или ионами в нем имеются также коллоидные частицы — мицеллы. Типичные П. — мыла — мылоподобные *поверхностно-активные вещества*, к-рые в водных растворах при определенной концентрации образуют мицеллы в результате молекулярного сцепления сильно развитых неполярных радикалов, напр. длинных углеводородных цепей, сродство к-рых друг к другу больше их сродства к воде. Ядра таких мицелл имеют, т. о., углеводородный состав и поглощают из окружающей среды углеводороды, а также др. малополярные вещества, слабо растворимые или практически не растворимые в воде. Наружная поверхность таких мицелл всегда всегда покрыта полярными, сильно гидрофильными группами, гидратируемыми водной средой, что и обеспечивает устойчивость и самопроизвольное образование таких мицелл. В жидких углеводородах молекулы поверхностно-активных веществ образуют П., сцепляясь полярными группами, из к-рых и состоят ядра мицелл; их оболочка образована углеводородными радикалами, сольватированными молекулами среды — углеводородного растворителя. Поглощение воды и др. полярных веществ, не растворимых в углеводородных жидкостях, полярным ядром таких мицелл приводит к коллоидному растворению, напр. воды в жидких углеводородах. Мылообразные вещества обладают мощным действием именно вследствие того, что они являются П. С этим связано образование структур в объеме раствора (гелеобразование) и особенно в поверхностных адсорбционных слоях. Многие красители при растворении

в воде приобретают полукolloидный характер. В разбавленных растворах равновесие (между мицеллами, различных размеров, с одной стороны, и молекулами и ионами, — с другой) смещается в сторону молекул и ионов, и П. переходят в истинные растворы. П., являясь стабилизаторами дисперсных систем, способствуют образованию эмульсий и служат эмульгаторами при проведении эмульсионной полимеризации.

Лит.: 1) Песков Н. П., Александрова П. Рейс Е. М., Курс коллоидной химии, 2 изд., М. — Л., 1948; 2) Дмитриев С. А., Мыла и новые мощные средства, М., 1953; 3) Клейтон В., Эмульсии, пер. с англ., М., 1950.

**ПОЛУМЕТАЛЛЫ** — металлы, электропроводность к-рых в  $10^2$ — $10^5$  раз ниже, чем обычных металлов. Существенно, что низкая электропроводность П. не связана с к.-л. механич. нарушениями кристаллич. решетки, а объясняется особенностями энергетич. структуры П. Характерная особенность П. — очень слабое перекрытие энергетич. зон (см. *Зонная теория, Металлы*). К П. относятся Bi, As, Sb и нек-рые др. элементы [1, 2]. Особенно слабое перекрытие зон наблюдается в Bi (см. рис.). В нек-ром интервале энергий  $\epsilon$  зоны 1 электроны переходят на более низкие уровни в интервале энергий  $\epsilon'$  зоны 2. Число таких перешедших электронов (к-рые только и могут участвовать в электропроводности) ок. 0,001 на 1 атом Bi.



Зависимость энергии от волнового числа  $k$  электрона для Bi, показывающая перекрытие энергетич. зон.

Удельное сопротивление П. обычно равно  $10^{-2}$ —

$10^{-4} \text{ ом}\cdot\text{см}$ . Такие же значения уд. сопротивления характерны для вырожденных полупроводников, концентрация примесей в к-рых  $10^{18}$ — $10^{20} \text{ атомов}/\text{см}^3$ . Однако в вырожденных полупроводниках электропроводность обеспечивается электронами атомов примеси, а в П. — электронами атомов основного вещества.

Лит.: 1) Зиман Д., «УФН», 1962, т. 78, вып. 4, с. 679; 2) Лавр В., «Revs Modern Phys.», 1958, v. 30, № 1, p. 122. А. П. Шотов.

**ПОЛУПРОВОДНИКИ** — в широком смысле — вещества, электропроводность к-рых меньше электропроводности металлов и больше — диэлектриков; в узком смысле — вещества, характеризующиеся след. основными свойствами: 1) высокой чувствительностью к внешним воздействиям (облучение, нагрев и т. д.); 2) отрицат. темп-рным коэфф. электросопротивления в области высоких темп-р; 3) электронной проводимостью и величиной сопротивления при комнатной темп-ре в пределах от мегаомов до тысячных долей  $\text{ом}\cdot\text{см}$ .

Свойства кристаллич. П. удовлетворительно объясняются *зонной теорией* твердого тела: энергетич. спектр электронов в твердом теле состоит из полос разрешенных энергий (разрешенных зон), разделенных запрещенными полосами (запрещенными зонами); каждая разрешенная зона состоит из большого, но конечного числа густо (практически непрерывно) расположенных уровней. Ширина разрешенных зон  $\sim$  неск. эв, а число уровней в каждой зоне равно числу входящих в состав кристалла атомов того сорта, уровень к-рых образовал зону; при этом заполненным уровням атомов соответствуют в кристалле заполненные зоны. Частично заполненными могут быть лишь зоны, соответствующие уровням валентных электронов. Иногда разрешенные зоны могут перекрываться, образуя сложную зону с большим числом уровней. Зона, содержащая  $N$  уровней, может, согласно принципу Паули, вместить  $2N$  электронов.

Для участия в электропроводности электрон должен иметь возможность за счет электр. поля

приобрести дополнит. энергию, т. е. перейти на более высокий энергетич. уровень. Т. о., в электропроводности участвуют только частично заполненные зоны, где имеется множество близко расположенных свободных уровней. Если кристалл имеет при любой темп-ре частично заполненную зону, то он является металлом. Если одни зоны кристалла заполнены, а другие полностью свободны и ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  между наимышей заполненной зоной (валентная зона) и следующей за ней свободной зоной (зона проводимости) велика ( $\sim 10 \text{ эв}$ ), то такой кристалл — диэлектрик. П. являются кристаллы, у к-рых при  $T=0$  нет частично заполненной зоны, но  $\Delta E$  мало. Это обуславливает при любой темп-ре  $T > 0$  заметную вероятность теплового возбуждения электронов, вызывающего их переход из валентной зоны в зону проводимости, в результате вклад в электропроводность П. дают как зона проводимости (в ней появляются электроны), так и валентная зона (в ней возникают свободные уровни). Все основные свойства П. связаны в той или иной степени с малостью  $\Delta E$ .

**Электроны и дырки, доноры и акцепторы.** При  $T = 0$  в П. все энергетич. уровни в валентной зоне заняты электронами, а зона проводимости пуста. При  $T > 0$  часть электронов из валентной зоны переходит в зону проводимости; при этом в валентной зоне освобождаются вакантные уровни, к-рые могут быть заняты электронами. Во внешнем электр. поле такие вакансии перемещаются в направлении, противоположном движению электрона так, как если бы они обладали положит. зарядом, равным по величине заряду электрона. Поэтому суммарный ток всех электронов валентной зоны эквивалентен току вакансий. Такие вакантные состояния наз. дырками. Движение дырок не является перемещением реальных частиц, оно лишь отображает характер движения всей совокупности электронов валентной зоны (см. Дырка, Дырочная проводимость).

Одновременно с тепловым возбуждением (генерацией) электронов и дырок в П. имеет место процесс рекомбинации: электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию решетке или испуская кванты электромагнитного излучения. В результате в П. устанавливается равновесная концентрация электронов  $n$  и дырок  $p$ . В идеальном П. (кристаллич. решетка без дефектов и примесей) равновесные концентрации электронов и дырок увеличиваются с ростом  $T$  по закону:

$$n_i = p_i = A \exp(-\Delta E / 2kT), \quad (1)$$

где  $A = \text{const}$  (слабо зависит от  $T$ , см. ниже),  $k$  — постоянная Больцмана.

Электропроводность, обусловленная движением под действием электр. поля одинакового числа электронов и дырок, образовавшихся вследствие перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, наз. собственной. В идеальном П. равновесные концентрации электронов и дырок равны и много меньше числа уровней в зонах (в отличие от металлов). Поэтому электроны в зоне проводимости занимают уровни вблизи ее нижней границы  $E_c$  (дн а, рис. 1), а дырки в валентной зоне — вблизи ее верхней границы  $E_v$  (их наиминимые энергетич. состояния). В этих состояниях закономерности движения в кристаллич. решетке для электронов и дырок такие же, как у свободных частиц с эффективными массами  $m_n^*$ , отличными от массы свободной частицы  $m$ . При

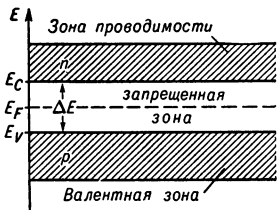


Рис. 1. Зонная диаграмма идеального полупроводника.

этом дыркам приписывается эффективная масса  $m_p^*$ , равная по абс. величине эффективной массе того электрона, к-рый занял бы это вакантное состояние, но с противоположным знаком (эффективная масса электрона в валентной зоне вблизи  $E_v$  отрицательна). В общем случае эффективные массы электрона  $m_n^*$  и дырки  $m_p^*$  зависят от направления движения электронов и дырок в кристалле, что отражает анизотропию кристалла, т. е. зависимость поля кристаллич. решетки от направления. В простейшем случае — это скалярные величины (см. ниже).

Концентрации  $n_i$  и  $p_i$  определяются плотностью уровней у дна зоны проводимости  $dN/dE = N_c$  и вблизи верха валентной зоны  $N_v$  и вероятностью их заполнения  $P_n$  и  $P_p$ :

$$n_i = 2 \int_0^{\infty} N_c(E) P_n(E) dE, \quad (2)$$

$$p_i = 2 \int_{-\infty}^{-\Delta E} N_v(E) P_p(E) dE.$$

Можно показать, что:

$$N_c(E) dE = 2\pi (2m_n^*)^{3/2} h^{-3} E^{1/2} dE,$$

$$N_v(E) dE = 2\pi (2m_p^*)^{3/2} h^{-3} (-\Delta E - E)^{1/2} dE \quad (3)$$

(энергия  $E$  отсчитывается от  $E_c$ ). Вероятность заполнения электроном уровня  $E$  (если уровни невырожденные) равна:

$$P_n(E) = 1 / \{ \exp[(E - E_F) / kT] + 1 \}. \quad (4)$$

Вероятность того, что уровень с энергией  $E$  не занят электроном или занят дыркой, равна:

$$P_p(E) = 1 - P_n(E) = 1 / \{ \exp[(E_F - E) / kT] + 1 \}, \quad (4a)$$

где  $E_F$  — Ферми уровень. При  $E = E_F$ ,  $P_n = P_p = 1/2$ . В идеальном П. при  $m_p^* = m_n^*$ ,  $E_F$  расположено точно в середине запрещенной зоны. Подставляя (3) и (4) в (2), находим при условии  $(E - E_F) / kT \gg 1$  и  $E_F < E_c$ , когда распределение Ферми — Дирака переходит в классич. распределение Максвелла, что:

$$n_i = 2 (2\pi m_n^* kT / h^2)^{3/2} \exp(E_F / kT),$$

$$p_i = 2 (2\pi m_p^* kT / h^2)^{3/2} \exp[(-E_F - \Delta E) / kT]. \quad (5)$$

Отсюда, считая  $n_i = p_i$ , находим  $E_F$  и далее получаем:

$$n_i = p_i = 2 (2\pi kT / h^2)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \exp(-\Delta E / 2kT) =$$

$$= 4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} (m_n^* m_p^* / m^2)^{3/4} \exp(-\Delta E / 2kT). \quad (6)$$

Для Ge при комнатной темп-ре ( $\Delta E = 0,785 \text{ эв}$ ) получаем  $n_i = p_i \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

В реальных кристаллах (особенно при низких температурах) концентрация электронов  $n$  и дырок  $p$  существенно зависит от содержания примесей в кристалле, к-рые приводят к появлению в запрещенной зоне локальных энергетич. уровней, в частности вблизи  $E_c$  и  $E_v$  (рис. 2).

Напр., если в кристалле Ge, где каждый атом связан с четырьмя соседними ковалентной связью (рис. 3), один из атомов заменен примесным атомом элемента V гр. табл. Менделеева, например сурьмой, имеющей 5 валентных электронов, то 4 из них образуют ковалентную связь с четырьмя атомами Ge, а 5-й оказывается слабо связанным с положительно

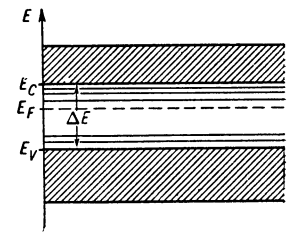


Рис. 2. Зонная диаграмма примесного полупроводника.

заряженным ионом примеси. Энергия связи этого избыточного электрона с ионом примеси мала:  $W_i = m_n W_H / m \epsilon^2$ , где  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость П., а  $W_H = 13,55 \text{ эв}$  — энергия ионизации атома водорода. Т. к. для Ge  $\epsilon \approx 16$ , а  $m_n^* \approx 1/4 m$ , то  $W_i \sim 0,01 \text{ эв}$ . Следовательно, примесные уровни, образованные элементами V гр. в Ge, близки к дну зоны проводимости. Вследствие возбуждения электроны могут легко переходить с таких примесных уровней в зону проводимости и принимать участие в электропроводности. Такие примеси наз. д о н о р н ы м и, или примесями *n*-т и п а.

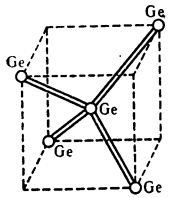


Рис. 3. Схема расположения атомов и ковалентных связей между ними в кристаллич. решетке Ge.

Примесные атомы элементов III гр. табл. Менделеева образуют в Ge уровни, лежащие вблизи  $E_V$ . Электрон вследствие возбуждения может покинуть валентную зону и захватиться таким примесным центром; в результате в валентной зоне появляются дырки. Такие примеси наз. а к ц е п т о р н ы м и, или примесями *p*-т и п а. Аналогично образуются донорные и акцепторные примеси в др. одноатомных П. В П. с ионной связью, большинство к-рых — двухатомные кристаллы (PbS, ZnS и др., см. *Полупроводниковые материалы*), донорные и акцепторные уровни обусловлены наличием ионов с валентностью, отличной от валентности основных атомов решетки. В П., содержащих даже в отсутствие посторонних примесей неск. сортов атомов, локальные уровни в запрещенной зоне могут возникать в связи с отклонением от точного стехиометрич. состава. Напр., каждый лишний атом Pb в кристалле PbS действует как донорная примесь с примесным уровнем вблизи  $E_C$ . Аналогично образуются донорные и акцепторные примеси в П. типа  $A^{III}B^V$  (состоящие из атомов III и V гр. табл. Менделеева), связь в к-рых гл. обр. ковалентная (ионная связь также играет нек-рую роль; рис. 4).

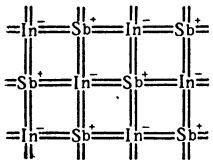


Рис. 4. Схема ионно-ковалентных связей в кристалле InSb.

Помимо примесных атомов, появление разрешенных уровней в запрещенной зоне связано также и с др. нарушениями идеальной периодичности решетки: *вакансиями*, атомами в междоузлиях, *дислокациями* и т. п. (см. *Дефекты в кристаллах*). При облучении П. фотонами большой энергии, быстрыми электронами или др. частицами с достаточно большой энергией в кристаллич. решетке П. возникают т. н. радиационные дефекты (нек-рые из них исчезают при нагреве, другие остаются), к-рые также могут образовать дополнительные уровни в запрещенной зоне.

Электропроводность П., обусловленная электронами, перешедшими в зону проводимости с донорных уровней, расположенных вблизи  $E_C$ , и дырками, образованными при переходе электронов из валентной зоны на близко расположенные акцепторные уровни, наз. п р и м е с н о й. Т. о., в реальном П. проводимость может быть собственная вследствие перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости; электронная, связанная с переходом в зону проводимости электронов с донорных уровней, и дырочная проводимость, вызванная переходом электронов из валентной зоны на акцепторные уровни. Обычно все 3 процесса происходят одновременно. В зависимости от преобладающего механизма проводимости различают собственные П., электронные, или *n*-типа, и дырочные, или *p*-типа. В П. *n*-типа электроны наз. основными носителями заряда, а дырки — не основными; в П. *p*-типа — наоборот.

Если примесные уровни находятся вблизи  $E_C$  или  $E_V$  ( $W_i \approx 0,01 \text{ эв}$ ), то уже при комнатной темп-ре ( $kT \sim 0,026 \text{ эв}$ ) доноры полностью ионизованы, а акцепторы заполнены электронами. Если при этом концентрации доноров  $N_d$  или акцепторов  $N_a \gg n_i = p_i$ , то (пока соблюдается это условие) концентрации носителей практически не зависят от  $T$  (рис. 5).

В примесном П. концентрации носителей  $n$  и  $p$  также определяются ф-лой (5), но с другим значением  $E_F$ . В электронном П.  $E_F$  расположен ближе к  $E_C$ , а в дырочном — к  $E_V$ . Т. к. произведение  $np$  не содержит  $E_F$ , то оно не зависит от содержания примесей. Действительно, напр. рост  $n$  за счет доноров сопровождается уменьшением  $p$  из-за перехода электронов с донорных уровней на акцепторные и в валентную зону. В результате:

$$np = n_i p_i = n_i^2. \quad (7)$$

При этом, если  $N_d > N_a$ , то из электронов, отданных донорами,  $N_a$  будет захвачено акцепторами и только  $(N_d - N_a)$  электронов перейдет в зону проводимости (аналогично, при  $N_a > N_d$  в валентной зоне образуется  $N_a - N_d$  дырок). Если П. электрически нейтрален, то при полной ионизации примесей:  $(n - p) = (N_d - N_a)$ , откуда с помощью (7) при  $N_d \gg N_a$  получаем:

$$n = \frac{1}{2} N_d [1 + (1 + 4n_i^2/N_d^2)^{1/2}],$$

$$p = (2n_i^2/N_d) [1 + (1 + 4n_i^2/N_d^2)^{1/2}]^{-1}. \quad (8)$$

При  $N_a \gg N_d$  имеем:

$$n = \frac{2n_i^2}{N_a} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (8a)$$

$$p = \frac{N_a}{2} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2} \right)^{1/2} \right].$$

Если при этом  $N_d \gg n_i$ , (8) принимает вид:

$$n \approx N_d + n_i^2/N_d; \quad p \approx n_i^2/N_d. \quad (9)$$

В случае  $N_a \gg n_i$  вместо (8a) имеем:

$$n \approx n_i^2/N_a; \quad p = N_a + n_i^2/N_a.$$

Если  $N_d = 10^{15}$ , то в Ge  $n \approx 10^{15}$ , а  $p \approx 6 \cdot 10^{11}$ .

Движение электронов и дырок в П. под действием внешнего поля. Стационарное состояние электрона, движущегося в периодич. поле идеального кристалла (в отсутствие внешнего поля), описывается волновой ф-цией Блоха (решение ур-ния Шредингера):

$$\psi_k(r) = U_k(r) \exp ikr, \quad (10)$$

где  $k$  — квазиволновый вектор электрона ( $k = p/\hbar$ , где  $p$  — квазиимпульс),  $r$  — радиус-вектор,  $U_k(r)$  — периодич. ф-ция основных трансляций решетки. Мгновенная скорость электрона в состоянии, описываемом (10), не постоянна; средняя скорость:

$$v = (1/\hbar) \text{grad } E(k). \quad (11)$$

Рассмотрим действие на электрон внешней силы  $F(r)$ , потенциал к-рой изменяется в пространстве

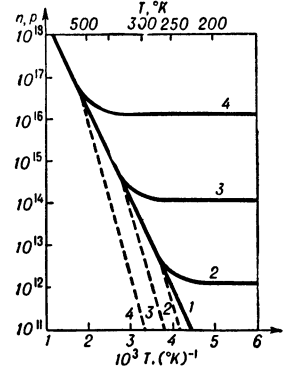


Рис. 5. Зависимость концентрации электронов  $n$  (сплошные кривые) и дырок  $p$  (пунктирные) от темп-ры при: 1)  $N_d = N_a$ ; 2)  $N_d - N_a = 10^{12}$ ; 3)  $N_d - N_a = 10^{14}$ ; 4)  $N_d - N_a = 10^{16}$ .



медленно по сравнению с периодич. потенциалом решетки. Изменение энергии электрона в ед. времени  $dE/dt = (\mathbf{F} \cdot \mathbf{v})$ , откуда, учитывая (11), получим:

$$d\mathbf{v}/dt = \hbar^{-2} \nabla_{\mathbf{k}} (\nabla_{\mathbf{k}} E \mathbf{F}), \quad (12)$$

или в координатах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \hbar^{-2} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z} F_z \right) = \\ &= F_x/m_{xx} + F_y/m_{xy} + F_z/m_{xz}. \quad (13) \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= F_x/m_{yx} + F_y/m_{yy} + F_z/m_{yz} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= F_x/m_{zx} + F_y/m_{zy} + F_z/m_{zz}. \end{aligned}$$

Тензор  $1/m_{\xi\eta}$  ( $\xi, \eta = x, y, z$ ) наз. тензором эффективной массы. В системе координат, связанной с главными осями кристалла, недиагональные элементы тензора эффективной массы  $1/m_{xy}$  и др. равны 0. Обозначив диагональные элементы  $1/m_1, 1/m_2$  и  $1/m_3$ , получим:

$$m_1 \frac{dv_x}{dt} = F_x, \quad m_2 \frac{dv_y}{dt} = F_y, \quad m_3 \frac{dv_z}{dt} = F_z. \quad (14)$$

В частном случае простой кубич. решетки  $m_1 = m_2 = m_3 = m_n^*$  и ур-ния (14) принимают вид:

$$m_n^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}, \quad (15)$$

и эффективная масса не зависит от направления движения электрона в кристалле.

Можно показать, что в этом случае энергия электронов (отсчитываемая от дна зоны проводимости):

$$E(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_n^*, \quad (16)$$

откуда видно, что поверхности постоянной энергии в  $\mathbf{k}$ -пространстве — сферы. В случае  $m_1 \neq m_2 \neq m_3$  имеем:

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_3}, \quad (17)$$

т. е. изоэнергетич. поверхности — эллипсоиды.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены для дырок.

**Электропроводность П.** определяется двумя факторами: концентрацией носителей тока и их подвижностью. Количественно подвижность носителей  $\mu$  равна отношению скорости их движения в направлении электрич. поля (с к о р о с т и д р е й ф а) к напряженности поля  $\mathcal{E}$ . В П. со сферическими изоэнергетич. поверхностями (скалярная эффективная масса) плотность электрич. тока при произвольном направлении поля равна:

$$I = \sigma \mathcal{E}. \quad (18)$$

Здесь электропроводность

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p), \quad (19)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок, связанные с их временами свободного пробега  $\tau_n$  и  $\tau_p$  и эффективными массами соотношениями:

$$\mu_n = e\tau_n/m_n^*, \quad \mu_p = e\tau_p/m_p^*. \quad (20)$$

В П. с несферическими изоэнергетич. поверхностями в случае одного минимума энергии в зоне проводимости при  $k = 0$  [ $E(\mathbf{k})$  имеет 1 минимум при  $k = 0$ ] закон Ома в системе координат, связанных с главными осями кристалла, имеет вид:

$$I_x = e\mu_1 n \mathcal{E}_x, \quad I_y = e\mu_2 n \mathcal{E}_y, \quad I_z = e\mu_3 n \mathcal{E}_z, \quad (21)$$

где  $\mu_1 = e\tau_1/m_1$ ,  $\mu_2 = e\tau_2/m_2$  и  $\mu_3 = e\tau_3/m_3$  — подвижности электронов (дырок) в направлении главных осей кристалла. Если закон Ома записать в виде тензорного равенства:

$$I = \sum_s \sigma_{rs} \mathcal{E}_s \quad (r, s = x, y, z), \quad (22)$$

то компоненты тензора электропроводности:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= e\mu_1 n, & \sigma_{zz} &= e\mu_3 n, \\ \sigma_{yy} &= e\mu_2 n, & \sigma_{xy} &= \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Такой проводник электрич. тока анизотропен, и, за исключением направлений, параллельных главным осям кристалла, в нем  $I \nparallel \mathcal{E}$ .

Если зона проводимости содержит неск. эквивалентных симметрично расположенных минимумов энергии, т. е.  $E(\mathbf{k})$  имеет неск. одинаковых минимумов в симметричных точках (что отражает симметрию кристалла), то электроны распределены поровну между минимумами. В этом случае для произвольной кубич. решетки имеем [2]:

$$\sigma = 1/3 e (\mu_1 + \mu_2 + \mu_3) n, \quad (24)$$

т. е.  $\sigma$  — скалярная величина (при наличии магнитного поля — тензор).

Времена свободного пробега и, следовательно, подвижности носителей, а также зависимость ее от темп-ры определяются рассеянием электронов при их движении в кристалле. Если рассеяние происходит на акустич. колебаниях кристаллической решетки (соседние атомы в кристалле колеблются почти в одной фазе), то:

$$\mu_n = a_n T^{-3/2}, \quad (25)$$

где  $a_n = \text{const}$  (определяется экспериментально). В случае рассеяния на заряженных примесях:

$$\mu_n = \frac{8\sqrt{2} g^2 (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} N_3 Z e^2 m_n^{1/2}} \left[ \ln \left( 1 + \frac{3gkT}{Ze^2 N_3^{1/3}} \right) \right]^{-1}. \quad (26)$$

Здесь  $N_3$  — концентрация заряженных примесей,  $Z$  — заряд примесного центра (в электронных ед., остальные величины в системе СГСЕ); ф-лы (25) и (26) применимы, когда изоэнергетич. поверхности — сферы (в случае несферич. поверхностей расчет  $\mu_n$  значительно сложнее).

При рассеянии на нейтральных примесях для сферич. изоэнергетич. поверхности:

$$\tau_n = m_n^* e^2 / (20 N_n \mathcal{E} \hbar^3), \quad (27)$$

где  $N_n$  — концентрация нейтральной примеси. Для несферических изоэнергетич. поверхностей:

$$\tau_n = 3 (m_1 m_2 m_3)^{1/3} (1/m_1 + 1/m_2 + 1/m_3)^{-1} / 20 N_n e^{-2} \mathcal{E} \hbar^3 \quad (28)$$

При рассеянии на цилиндрич. дислокациях радиуса  $r$ :

$$\tau_n = 3 / (8r N_d v). \quad (29)$$

Здесь  $N_d$  — плотность дислокаций на ед. поверхности,  $v$  — скорость рассеиваемого электрона.

В ряде случаев следует учитывать также рассеяние электронов на оптич. колебаниях решетки (оптич. фононах) в особенности при высоких темп-рах, а также электрон-электронное и электрон-дырочное взаимодействия (при больших  $n$  и  $p$ ). В П., у к-рых зона проводимости содержит более одного минимума энергии, существенно т. н. м е ж д о л и н н о е рассеяние, связанное с перебросами электронов из одного минимума в другой.

Все приведенные ф-лы применимы и для дырок (с заменой в них индекса  $n$  на индекс  $p$ ).

Из приведенных ф-л видно, что подвижности носителей во всех случаях относительно слабо зависят от темп-ры, т. е. этой зависимостью можно пренебречь по сравнению с темп-рой зависимостью концентраций носителей в собств. П. Это определяет отрицат. коэфф. электросопротивления П. при высоких темп-рах, когда преобладает собств. проводимость.

Экспериментально подвижности, концентрации и знак носителей заряда определяются гл. обр. измерением  $\sigma$  и эдс Холла (см. Холла эффект): П. с током  $I$

помещают в однородное магнитное поле  $H \perp I$ ; при этом в П. возникает поле Холла  $\mathcal{E}_H$ , перпендикулярное  $I$  и  $H$  и равное  $\mathcal{E}_H = RIH$ , где  $R = -b/ne$  — постоянная Холла ( $1 < b < 2$  в зависимости от преобладающего механизма рассеяния и степени вырождения электронов в зоне проводимости, см. ниже). Для дырочной проводимости  $R = b/pe$ . В случае смешанной проводимости  $R = (\rho n_p^2 - \rho n_n^2)/e(\rho \mu_p + \rho \mu_n)^2$ . Величина  $R$  связана с подвижностью соотношением:

$$|R| \sigma / b = \mu. \quad (30)$$

Для определения параметров П., кроме эффекта Холла, пользуются другими гальваномагнитными явлениями, а также термомагнитными явлениями (см. также *Магнитные свойства полупроводников*).

**Термоэдс.** При наличии градиента темп-ры  $dT/dx$  в П., как и в металлах, и в отсутствие электрич. тока возникает электрич. поле, равное:  $\mathcal{E}_T = adT/dx$ , где  $a$  наз. дифференциальной термоэдс (см. *Термоэлектрические явления*) и определяется ф-лами:

$$a_n = (-k/e) [(\frac{5}{2} - S) + \ln(N_c/n)], \quad (31)$$

$$a_p = (k/e) [(\frac{5}{2} - S') + \ln(N_v/p)],$$

где  $S$  и  $S'$  — константы, характеризующие зависимость  $\tau_n$  и  $\tau_p$  от  $E$ :  $\tau_n = a_n E^{-s}$ ,  $\tau_p = a_p E^{-s'}$ ;  $a_n$  и  $a_p$  — константы (зависят от  $T$  при рассеянии на колебаниях решетки). В П.  $a$  достигает больших значений ( $\sim 1$  мВ/1°С) по сравнению с металлами ( $\sim$  неск. мкВ/1°С).

**Рекомбинация электронов и дырок.** Если в П. в момент  $t = 0$  возникли отклонения концентраций носителей тока от равновесных на величины  $\Delta p$  и  $\Delta n$ , то после устранения причины, вызвавшей отклонение от равновесия,  $p$  и  $n$  через нек-рое время вновь достигнут равновесных значений. В нейтральном П. ( $\Delta n = \Delta p$ ), обозначив через  $g$  скорость (постоянную) генерации электронно-дырочных пар, получим для скорости изменения  $n$ :  $dn/dt = d(\Delta n)/dt = g - n/\tau_n$ , где  $\tau_n$  — время жизни электрона в зоне проводимости, характеризующее убывание  $n$  из-за рекомбинации. Величина  $\tau_n$  обратно пропорциональна  $p$ . При равновесии  $g = n_0/\tau_{n0}$ , откуда  $dn/dt = n_0/\tau_{n0} - n/\tau_n$ . Аналогично:  $dp/dt = d(\Delta p)/dt = p_0/\tau_{p0} - p/\tau_p$ .

При  $n \gg p$  и  $\Delta p \ll p$  имеем:  $[\Delta n] = [\Delta p] \ll n$ . В этом случае  $n \approx n_0$  и  $\tau_p$  практически не зависит от  $n$ , т. е.  $\tau_p \approx \tau_{p0}$  и, следовательно,  $d(\Delta p)/dt = -\Delta p/\tau_{p0}$ , откуда:

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp(-t/\tau_p), \quad (32)$$

т. е. концентрация избыточных дырок (неосновных носителей) уменьшается в  $e$  раз за время  $\tau_p$  (время жизни неосновных носителей). Т. к. в любой момент времени  $\Delta n = \Delta p$ , то  $\tau_p$  характеризует среднее время жизни избыточных электронно-дырочных пар.

**Фотопроводимость.** Под действием электромагнитного излучения в П. происходит переход электронов из валентной зоны в зону проводимости (междузонные переходы), что приводит к увеличению концентрации носителей. В результате генерации, вызванной излучением, и рекомбинации устанавливается стационарное значение концентрации добавочных носителей  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , что приводит к увеличению электропроводности:

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)\mu_n + e(p_0 + \Delta p)\mu_p = \sigma_0 + e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p. \quad (33)$$

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p),$$

где  $n_0$  и  $p_0$  — равновесные («темновые») концентрации носителей тока,  $\sigma_0$  — «темновая» проводимость. Приращение электропроводности под действием излучения наз. *фотопроводимостью*.

Т. к. в большинстве случаев длинноволновая граница спектра собств. поглощения П. лежит в области энергий  $< 1,5$  эВ, то фотопроводимость можно наблюдать также в инфракрасной области спектра.

Кроме фотопроводимости, связанной с межзонами переходами (собств. фотопроводимость), существует примесная фотопроводимость (подробнее см. *Оптические явления в полупроводниках. Внутренний фотоэффект*).

**Неоднородные П.** В неоднородном П.  $n$  и  $p$  — ф-ции координат ( $x, y, z$ ), в результате чего в П. возникают диффузионные токи электронов и дырок. Число электронов  $n_x^d$ , пересекающих в ед. времени единичную площадку в направлении  $x$ , связано с градиентом концентрации  $dn/dx$  ур-нием:

$$n_x^d = -D_n dn/dx \quad (34)$$

(знак минус связан с движением электронов из области с большим  $n$  в область с меньшим  $n$ ).  $D_n$  наз. коэффициент диффузии электронов. Т. о., плотность электронного тока  $I_{nx}^d$ , обусловленного диффузией, равна:

$$I_{nx}^d = eD_n (dn/dx). \quad (35)$$

Аналогично плотность диффузионного дырочного тока

$$I_{px}^d = -eD_p (dp/dx). \quad (35a)$$

При равновесии (в отсутствие внешнего поля) в неоднородном П. электронный и дырочный токи обращаются в 0. Это возможно, если в нем существует внутр. электрич. поле, препятствующее протеканию диффузионного тока (ток проводимости, обусловленный этим внутр. полем, полностью компенсирует диффузионный ток). Т. о., в неоднородном П. могут существовать значит. обменные заряды, порождающие сильные внутр. поля (см. также *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*).

В общем случае зависимость диффузионных токов от градиентов концентрации носителей в трехмерном пространстве при наличии электрич. поля  $\mathcal{E}$  (внутреннего и внешнего) имеет вид:

$$I_n = en\mu_n \mathcal{E} + eD_n \nabla n, \quad (36)$$

$$I_p = ep\mu_p \mathcal{E} - eD_p \nabla p.$$

Плотность общего тока в неоднородном П. равна:

$$I = e(n\mu_n + p\mu_p) \mathcal{E} + e(D_n \nabla n - D_p \nabla p). \quad (37)$$

Наибольший практич. интерес представляют неоднородные П., в к-рых концентрации доноров  $N_d$  и акцепторов  $N_a$  меняются так, что в каком-то месте кристалла происходит резкая смена типа проводимости с электронной на дырочную (подробнее см.  $p-n$ -переходы).

**Горячие электроны.** В сильном электрич. поле ( $\mathcal{E} > kT \sqrt{\delta}/el_n$ ,  $l_n$  — длина свободного пробега электронов,  $\delta$  — доля энергии, передаваемая электроном решетке при одном столкновении) средняя энергия электронов, а следовательно,  $\mu_n$  и средняя скорость дрейфа  $v_{др}^n$  зависят от поля  $\mathcal{E}$  ( $\tau_n$  зависит от  $E$ , а  $E$  от  $\mathcal{E}$ ). Напр., при рассеянии носителей на акустич. колебаниях решетки  $\mu_n$  и, следовательно,  $\sigma_n \sim \mathcal{E}^{-1/2}$ . Среднюю энергию электронов  $E_n$  можно характеризовать электронной темп-рой  $T_n = 2E_n/3k$ , к-рая может значительно превышать темп-ру кристаллич. решетки (горячие электроны). Аналогичные рассуждения справедливы и для дырок.

В достаточно сильном поле отдельные электроны накапливают энергию, достаточную для ударной ионизации основных атомов П. (быстрые электроны проводимости выбивают электроны из валентной зоны, см. также *Ионизация в твердых телах*). При низких

темперах, когда энергия ионизации примесных атомов  $W_i \gg kT$  (избыточная примесь нейтральна), возможна также ударная ионизация примесей. Т. к. при низких темп-рах длина свободного пробега носителей в чистых кристаллах сравнительно велика, то

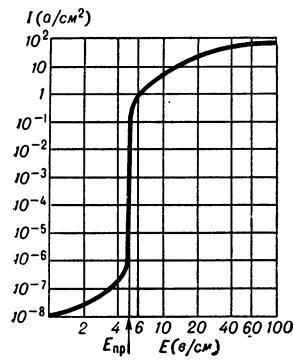


Рис. 6. Зависимость плотности тока  $I$  от напряженности электрич. поля  $\mathcal{E}$  в Ge при  $T = 4,2^\circ \text{ К}$ .

ударная ионизация и вызванный ее пробой П. (низкотемпературный пробой) наступают при необычно низких  $\mathcal{E}$ , напр. в Ge при  $\mathcal{E} \sim 5 \text{ в/см}$ , а при  $\mathcal{E} \sim 20 \text{ в/см}$  все атомы примеси практически ионизованы. В очень сильных полях, когда примесные атомы полностью ионизованы, плотность тока стремится к насыщению. Типичная кривая зависимости плотности тока от напряженности поля в Ge при  $T = 4,2^\circ \text{ К}$  приведена на рис. 6.

При низких темп-рах в стационарном состоянии

в сильном поле  $\mathcal{E}$  концентрация носителей, напр. электронов в электронном П. при  $(N_d - N_a) \gg n$  и  $N_a \gg n$  определяется соотношением:

$$g(T) + \alpha_n n (N_d - N_a) = \beta_n N_a n, \quad (38)$$

где  $g(T)$  — число электронов, генерируемых в 1 сек благодаря тепловому возбуждению,  $\alpha_n$  и  $\beta_n$  — коэфф., характеризующие соответственно интенсивность ударной ионизации и рекомбинации. Отсюда:

$$n = g(T) \cdot [\beta_n N_a - \alpha_n (N_d - N_a)]. \quad (39)$$

С увеличением  $\mathcal{E}$  возрастает  $\alpha_n$ , а  $\beta_n$  уменьшается из-за увеличения скорости носителей и, когда  $\beta_n/\alpha_n \rightarrow (N_d - N_a)/N_a$ , происходит резкое возрастание  $n$ ; это явление имеет много общего с пробоем диэлектриков.

**Вырожденные П.** Средний объем, приходящийся на 1 атом примеси при концентрации примеси  $N_d$ , равен  $1/N_d$ , а среднее расстояние между атомами примеси  $\sim (1/N_d)^{1/3}$ . Когда  $N_d$  столь велико, что  $(1/N_d)^3 \leq a$ , где  $a$  — радиус 1-й борновской орбиты примесного атома, то среднее расстояние становится столь малым, что электроны могут переходить от одного атома к другому посредством *туннельного эффекта*, и примесные уровни превращаются («размазываются») в зону, края при  $(1/N_d)^{1/3} \ll a$  сливаются с основной. При этом уровень Ферми лежит в зоне проводимости  $E_F > E_C$  (аналогично, при больших  $N_a$  и  $E_F < E_V$ ). Такой П. наз. вырожденным. В этом случае при расчете следует пользоваться квантовой статистикой Ферми — Дирака.

Величина концентрации  $n_v$  и темп-ры  $T_v$ , при к-рых наступает вырождение, связаны соотношением:

$$T_v = (3/\pi)^{3/2} (\pi^2 \hbar^2 / 2km_n^*) n_v^{2/3}. \quad (40)$$

Положив  $m_n^* = m$ , получим  $T_v = 4,2 \cdot 10^{-11} n_v^{2/3}$ . Напр., в Ge при темп-ре  $\sim 77^\circ \text{ К}$  вырождение электронов наступает при  $n_v \sim 10^{18}$ .

При высоких концентрациях примеси заметной величиной становится отклонение от ее среднего распределения. Среднее значение квадрата флуктуации числа примесных атомов в объеме  $r_D^3$  ( $r_D$  — *дебаевский радиус экранирования*) равно (при хаотич. распределении примесей):  $(\delta N_d)^2 = N_d r_D^3$ , а искажение

потенциала, вызванное  $\delta N_d$  заряженными атомами, равно  $\delta \phi = e(\delta N_d)/\epsilon r_D$ . В вырожденном П.  $r_D = 1/\kappa_D$ , где  $\kappa_D^2 = 4(3/\pi)^{1/2} N_d^{1/3}/a$ . При отсутствии вырождения  $r_D = (ekT/4\pi e^2 N_d)^{1/2}$ . В Ge при  $N_d \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и комнатной темп-ре,  $r_D \sim 10^{-5} \text{ см}$ . Искажение потенциала, вносимое флуктуациями в распределении примесей, вызывает локальные искажения энергетич. зон П. и вследствие этого влияет на его свойства.

**Жидкие и аморфные П.** Современная теория жидких и аморфных П. основана на представлении о квазикристалличности аморфного тела и жидкости: состояния между сходными атомами (хотя и флуктуируют хаотически) в среднем мало отклоняются от некоего среднего значения. При этом можно считать, что потенциал аморфного П. почти периодичен, т. е. в аморфном и жидком П. при отсутствии строгой периодичности (дальний порядок) имеет место ближний порядок, что подтверждается опытами по дифракции электронов.

Теоретич. исследования показывают, что при этом предположении сохраняются основные свойства кристаллич. П.: в энергетич. спектре имеются запрещенные зоны, разрешенные уровни образуют непрерывные или квазинепрерывные зоны, движение электрона (в 1-м приближении) описывается волнами, распространяющимися в твердом теле, т. е. электроны, как и в кристалле, квазисвободны. Т. о., структура спектра и др. особенности определяются не дальним, а ближним порядком в расположении атомов. Однако имеют место особенности, связанные с отсутствием дальнего порядка, напр. существует дополнительное, специфическое для аморфного тела рассеяние электронов; в аморфных П. отсутствует примесная проводимость (см. также *Жидкие полупроводники*).

Практич. применения П. разнообразны и принципы действия их преимущественно основаны на различных методах нарушения термодинамич. равновесия (см. *Полупроводниковые приборы*).

Поверхностный слой П. толщиной  $\sim r_D$  по своим свойствам отличается от объемного П.: у поверхности образуются правильная структура кристалла, кроме того, поверхность часто бывает загрязнена; поэтому, напр., скорость поверхностной рекомбинации обычно значительно больше объемной, концентрация носителей заряда у поверхности и в объеме П. также различна. *Поверхностные явления в полупроводниках* могут играть большую роль в *катализе*.

Если тело движется в среде со скоростью, превышающей скорость звука, то за счет его кинетич. энергии в среде создаются и распространяются акустич. волны. В П. нетрудно создать достаточно сильные электрич. поля, в к-рых дрейфовая скорость электронов превышает скорость звука в ней, и, взаимодействуя с решеткой, электроны генерируют фононы. Генерация ультразвука наблюдалась в CdS (см. *Ультразвук усиленные*).

Лит.: 1) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М. — Л., 1957; 2) Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., М., 1962; 3) Шокли В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953; 4) Спреаке Е., Elektrische Halbleiter, В. — [u. a.], 1955; Рыбкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 5) Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, Л. — М., 1962; 6) Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; 7) Волтакс Б. И., Диффузия в полупроводниках, М., 1961; 8) Валакотоге J. S., Semiconductor statistics, Oxf. — L. — N. Y. — P., 1962; 9) Ван-дер-Зил А., Флуктуационные явления в полупроводниках, пер. с англ., М., 1961; 10) Мюсер Н. А., Einführung in die Halbleiterphysik, Darmstadt, 1960; 11) Губанов А. И., Квантовая-электронная теория аморфных полупроводников, М. — Л., 1963. Б. М. Вул, В. А. Чуенков.

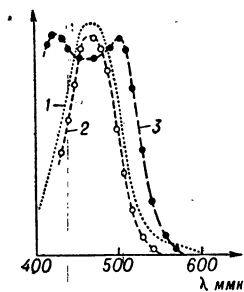
**ПОЛУПРОВОДНИКИ ОРГАНИЧЕСКИЕ** — органич. соединения, обладающие свойствами *полупроводников*. Молекулы П. о. содержат системы «сквозного»

сопряжения связей (см. *Сопряжение*);  $\pi$ -электроны, принадлежащие этим системам, являются носителями тока. К П. о. принадлежат полициклические ароматич. углеводороды (нафталин, антрацен, пирен и др.), органич. красители, пигменты (в т. ч. хлорофилл, каротин и пигменты крови) и нек-рые полимеры (полиазины, полишиффовы основания, ацетиленовые полимеры). П. о. образуются при термич. обработке и облучении ряда полимеров, не содержащих сопряженных связей (полиакрилонитрил, поливинилхлорид, полиэтилен). К П. о. относятся и нек-рые донорно-акцепторные системы двух органич. соединений и органич. соединения с металлом или галогеном — т. н. комплексы с переносом заряда (КПЗ).

Удельная электропроводность П. о.  $\sigma \sim 10^{-15} - 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  (для КПЗ до  $10^2 \text{ ом}^{-1}/\text{см}^{-1}$ ) при комнатной темп-ре и изменяется с темп-рой по закону:  $\sigma = \sigma_0 \exp(-\epsilon_T/kT)$ , где  $\epsilon_T$  (термич. энергия активации) для разных П. о. меняется от долей эв до 2 эв. Для полициклических ароматич. углеводородов и красителей величина  $2\epsilon_T$  согласуется с энергией оптич. возбуждения молекул. Это свидетельствует о том, что красители являются с о б с т в е н н ы м и полупроводниками. Различный знак термоэдс указывает на существование как электронных, так и дырочных П. о. При этом для полимеров знак носителей зависит также от условий измерения (в частности наличия  $O_2$  в окружающем пространстве). Для нек-рых П. о. (фталонитрил меди и его полимеры) наблюдался *Холла эффект*.

Большинство П. о. обладает фотопроводимостью: при освещенности  $\sim 100 - 1000 \text{ лк}$  (при комнатной темп-ре) проводимость пленок нек-рых красителей возрастает в  $100 - 1000$  раз (по сравнению с темновой). Времена релаксации фототока  $\tau$  от  $10^{-5}$  сек до неск. ч. Для малых  $\tau$  процесс релаксации описывается экспоненциальной, а для больших — гиперболич. зависимостями. Фототок  $I_\phi$  связан с интенсивностью освещения  $L$  соотношением:  $I_\phi \sim L^n$  ( $0,5 \leq n \leq 1$ );  $I_\phi$  зависит от темп-ры:  $I_\phi \sim \exp(-\epsilon_\phi/kT)$ , где  $\epsilon_\phi \sim 0,1 - 0,4 \text{ эв}$ .

Для тонких аморфных или поликристаллич. слоев красителей и нек-рых полициклических ароматич. углеводородов ( $\sim 20 \text{ мкм}$ ) спектральная кривая фотопроводимости  $\sigma_\phi$  (на ед. падающей энергии) воспроизводит спектр поглощения. Для более толстых слоев в области максимума поглощения наблюдается провал кривой  $\sigma_\phi$ , вследствие чего для сильно поглощающих красителей с узкой полосой поглощения (напр., для триафлавина) максимумы  $\sigma_\phi$  наблюдаются на обоих спадах этой полосы (см. рис.).



Спектр поглощения триафлавина 1 и зависимость от длины волн  $\lambda$  фотопроводимости тонкого 2 и толстого 3 слоев триафлавина.

П. о., подобно неорганич. полупроводникам, обладают каталитич. активностью в ряде химич. реакций (см. *Поверхностные явления в полупроводниках*). Полупроводниковый характер электропроводности в П. о. обусловлен высокой подвижностью  $\pi$ -электронов в молекуле в пределах цепи сопряжения и сравнительно небольшой энергией возбуждения электронов для соединений с развитой системой сопряженных связей. Последнее — прямое следствие дelokализации электронов в молекуле (подтверждается квантовохимич. расчетами). Механизм проводимости у разных П. о. различен: у низкомолекулярных П. о. он

определяется свойствами молекул, у полимерных П. о. определяющую роль могут играть межмолекулярные барьеры. Измерения темп-рного хода термоэдс некоторых полимеров показали, что экспоненциальная темп-ная зависимость  $\sigma_T = e n \mu$  ( $e$  — заряд электрона,  $n$  — концентрация носителей тока,  $\mu$  — их подвижность) определяется экспоненциальной зависимостью  $\mu$ . Это интерпретируется на основе представлений об активационном механизме преодоления носителями межмолекулярных барьеров. Детальной теории электропроводности в П. о. пока не существует.

Лит.: 1) Органические полупроводники, под ред. А. В. Топчиева, М., 1963; 2) И н о к у т и Х., А к а м а т у Х., Электропроводность органических полупроводников, пер. с англ., М., 1963.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ВЫПРЯМИТЕЛИ** — преобразователи переменного тока в постоянный, в к-рых нелинейным элементом (электрич. вентилем) служит *полупроводниковый диод* (см. *Выпрямитель электрического тока*). Макс. значения выпрямленной мощности и тока, а также кнд у П. в. выше, чем у газотронных, ламповых и *ртутных выпрямителей* за счет высокой прямой проводимости полупроводникового диода. П. в. уступают последним лишь в величине обратного пробивного напряжения и максимальной рабочей темп-ры.

Абс. значения параметров П. в. зависят от типа полупроводникового диода. Наиболее перспективны для П. в. кремниевые и германиевые диоды, к-рые позволяют выпрямлять мощности в неск. дес. *квт* при токах в неск. сот *а*. Обратное напряжение у кремниевых диодов может достигать неск. *кв*.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ** — вещества, обладающие полупроводниковыми свойствами (см. *Полупроводники*). Характеристики П. м. и закономерности их образования зависят от расположения химич. элементов, их составляющих, в периодич. системе элементов.

**Алмазоподобные П. м.** образуются рядом элементов (табл. 1), склонных к созданию кристаллич. структур с четверной (тетраэдрич.) координацией атомов, характерной для *алмаза структуры*; это связано с их энергетич. характеристиками, в частности с их *средством к электрону*.

Т а б л и ц а 1.

I	II	III	IV	V	VI	VII
Li	Be	B	C	N	O	F
Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl
Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br
Ag	Cd	In	$\alpha$ -Sn	Sb	Te	J
Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At

Элементы IV группы: C (алмаз), Si, Ge и Sn ( $\alpha$ -Sn), сами являются полупроводниками и кристаллизуются в структуре алмаза. Элементы др. групп не являются полупроводниками, но соединенные попарно так, что каждая пара состоит из элементов, равностоящих от IV группы, они образуют полупроводниковые химич. соединения типа  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$  ( $A$  и  $B$  — элементы, цифры — номера групп), являющиеся кристаллохимич. аналогами полупроводников IV группы и кристаллизующиеся гл. обр. в структуре цинковой обманки  $ZnS$  (см. *Алмаза структура*). Эти соединения — электронные аналоги полупроводников IV группы (на каждый атом приходится по 4 валентных электрона), что обуславливает общность их свойств. С другой стороны, наличие 2 сортов атомов связано с менее симметричной решеткой и с добавкой к основному типу ковалентной связи доли ионной связи, что приводит к отличит. свойствам.

Алмазоподобные П. м. наиболее перспективны для радиоэлектроники из-за сочетания большой подвиж-

ности носителей  $\mu$ , сравнительно высокой темп-ры плавления  $T_{пл}$ , механической и химич. прочности и др. (см. ниже).

а) Э л е м е н т ы IV г р у п п ы. Кроме германия и кремния, представляет интерес алмаз: алмаз типа II б имеет электр. сопротивление 50—1200 ом·см, а типов I и II а (при комнатной темп-ре) —  $10^{14}$ — $10^{16}$  ом·см. В алмазах типа II б наблюдается выпрямление на контакте с вольфрамом, причем знак выпрямления указывает на проводимость р-типа. При темп-рах 100—600° С алмаз — обычный полупроводник р-типа. Ширина запрещенной зоны  $\Delta E = 5,4$ — $5,6$  эв, подвижность электронов  $\mu_n = 1800$  см<sup>2</sup>/в·сек, дырок  $\mu_p = 1500$  см<sup>2</sup>/в·сек. На кристаллах алмаза обнаружены фотопроводимость и фотоэдс. Из-за большой величины  $\Delta E$ , а также из-за химической и термич. стойкости алмаз удобен для изготовления полупроводниковых приборов, работающих при высоких темп-рах (до 500° С). Из алмаза изготавливают полупроводниковые триоды и кристаллические счетчики; высокая теплопроводность и малая теплоемкость позволили создать прочные и надежные термисторы.

устойчивые на воздухе. В большинстве систем  $A_2-B_6$  образуется по одному эквивалентному соединению. Большинство  $A^2B^6$  имеет высокие  $T_{пл}$  и упругость пара над расплавом. Поэтому  $A^2B^6$  синтезируются гл. обр. газофазными способами (напр., одновременной перегонкой исходных компонентов); нек-рые из них (CdTe, HgTe) изготавливаются также и непосредственным сплавлением. Отклонение от стехиометрич. состава ( $A^2B^6$  могут растворять избытки  $A^2$  и  $B^6$ ) изменяет тип проводимости так же, как и добавки легирующих примесей. Полупроводниковые свойства см. в табл. 3.

Применение  $A^2B^6$  основано на их чувствительности к электромагн. излучению (фотосопротивления, фотоэлементы, фоточувствит. слои в электроннолучевых приборах, дозиметрах, счетчиках и т. п.). Нек-рые  $A^2B^6$ , напр. ZnS, применяются как люминофоры; из HgTe изготавливают датчики Холла.

г) Более сложные алмазоподобные П. м. Элементы, отмеченные в табл. 1, могут образовывать также т. н. дефектные бинарные соединения типа  $A_2B_3$ ; часть этих соединений имеет

Табл. 2. — Основные свойства полупроводников типа  $A^3B^5$ .

Соединение	InSb	InAs	InP	GaSb	CaAs	GaP	AlSb	BN
Период решетки, в Å при 300° К (структура ZnS) . . . . .	6,48	6,06	5,87	6,09	4,65	4,45	6,13	3,61
Микротвердость, в кг/мм <sup>2</sup> . . . . .	220	330	435	420	700	940	400	Сравнима с микротвердостью алмаза $\approx 3000^\circ$
$T_{пл}$ , в °С . . . . .	536	942 при давл. As 0,3 ат	1058 при давл. P 21±5 ат	712	1238 при давл. As 1,0 ат	1467 при давл. P 35±10 ат	1050	
$\Delta E$ , в эв при 300° К . . . . .	0,17	0,36	1,34	0,67	1,4	2,25	1,62	> 5,9
$\mu_n$ , в см <sup>2</sup> /в·сек при 300° К . . . . .	80 000	33 000	4600	4000	8500	130	200	—
$\mu_p$ , в см <sup>2</sup> /в·сек при 300° К . . . . .	750	460	150	1400	420	80	420	—

б) Полупроводники типа  $A^3B^5$  характеризуются малой растворимостью в воде, устойчивостью к окислению во влажном воздухе (за исключением соединений Al, подверженных гидролизу).  $A^3B^5$  — единственные соединения этих элементов, причем отклонение от стехиометрич. состава не обнаружено. Равновесная газовая фаза над  $A^3B^5$  — летучий компонент  $B^5$ .

Синтез  $A^3B^5$  осуществляется из предварительно очищенных  $A^3$  и  $B^5$  обычно в замкнутых кварцевых ампулах при температурных режимах, учитывающих большое давление пара  $B^5$  (особенно As и P) над расплавом; после синтеза выращиваются монокристаллы П. м. (см. Монокристаллов полупроводниковых выращивание). Совмещение синтеза и выращивания монокристаллов позволяет получить более чистые П. м.

В  $A^3B^5$  примеси элементов II группы — акцепторы, IV группы — доноры.  $A^3B^5$  характеризуются высокой подвижностью электронов  $\mu_n$ , сравнительно низкой подвижностью дырок  $\mu_p$  и малой эффективной массой носителей тока (табл. 2).

Основные применения  $A^3B^5$ : InSb, InAs — датчики, основанные на Холла эффекте, и инфракрасные приемники (см. Инфракрасное излучение); InP, GaAs, GaP — выпрямители, работающие при повышенных темп-ратурах (см. Полупроводниковый диод), AlSb, GaAs — солнечные батареи; GaSb, GaAs — туннельные диоды; InAs, GaAs, GaP — оптические генераторы.

в) П о л у п р о в о д н и к и т и п а  $A^2B^6$  — прочные химич. соединения, мало растворимые в воде и

структуру ZnS с  $1/3$  незаполненных катионных узлов в решетке (роль катионов играют атомы А). Вследствие этого число валентных электронов на атом  $> 4$ . Большое число катионных вакансий в решетке ( $5,5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) делает эти вещества интересными теоретически. По свойствам  $A_2B_3$  занимают промежуточное положение между  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$ . Малая теплопроводность (что характерно для всех дефектных П. м., как бинарных, так и более сложных) позволяет применять их как термоэлектрич. материалы. Соединения Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, Ga<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> и In<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> имеют  $\Delta E = 1$ — $2$  эв и  $\mu_n \leq 120$  см<sup>2</sup>/в·сек.

Табл. 3. — Основные свойства наиболее распространенных полупроводников типа  $A^2B^6$ .

Соединение	ZnS	CdS*	CdSe*	CdTe	HgTe
Период решетки, в Å (структура ZnS) . . . . .	5,43	$a = 4,14$ $c = 6,72$	$a = 4,30$ $c = 7,02$	6,46	6,43
Микротвердость, в кг/мм <sup>2</sup> . . . . .	—	—	90—130	60	—
$T_{пл}$ , в °С . . . . .	~ 1850 при давл. 100—150 ат	1750 при давл. 100 ат	~ 1350	1092	670
$\Delta E$ , в эв при 300° К . . . . .	~ 3,6	~ 2,4	1,74	1,43	0,08
$\mu_n$ , в см <sup>2</sup> /в·сек при 300° К . . . . .	—	1460	—	600	22 900

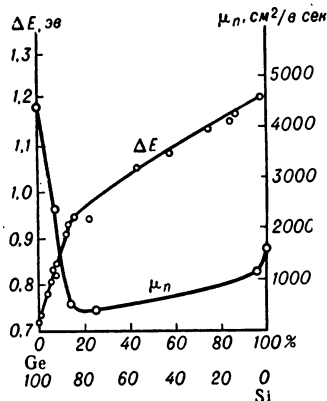
\* Кристаллизуется в структуре вюрцита.

Круг П. м. значительно расширяется за счет образования твердых растворов (гл. обр. растворов замещения), позволяющих получать П. м. с новым сочетанием полупроводниковых свойств. Напр., растворы

Табл. 4. — Свойства термоэлектрических и фотоэлектрических П. м.

Материал	Свойство									
	$\Delta E, \text{эВ}$ (300° К)	$\mu_n, \text{в.см}^2/\text{в.сек}$ (300° К)	$\mu_p, \text{в.см}^2/\text{в.сек}$ (300° К)	Дифференц. термоэд $\alpha, \text{в.мкВ/град}$ (300° К)	Электропроводность $\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	Темперопрочность $\chi \cdot 10^3, \text{вт/см} \cdot \text{град}$	Эффективность термоэлементов $Z \cdot 10^3, \text{в.град}^{-1}$	$T_{пл}, \text{в}^\circ\text{С}$	Длинноволновая граница $\lambda_{гр}, \text{в.мк}$ (90° К)	
PbS	0,40	640	800	— 160	600	22	0,7	1114	4,4	
PbSe	0,25	1500	1500	— 160	1100	24	1,1	1080	5,5	
PbTe	0,31	2100	800	— 160	1500	28	1,4	917	6,0	
Sb <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	1,7	—	< 20	+ 1000	—	—	—	550	—	
Sb <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	0,3	—	270	+ 100	3000	32	0,9	629	2,6	
Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	0,35	1200	200	— 200	500	14	1,4	706	—	
Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	0,16	350	350	— 170	1000	18	1,6	585	4,0	
ZnSb	0,6	60	100	+ 200	350	20	0,8	546	—	
CdSb	0,55	—	350	+ 300	—	—	—	456	—	
PbTe—PbS (тв. раствор)	0,35	—	—	— 160	900	12	1,8	—	—	
Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> —Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> (тв. раствор)	0,16	—	—	— 170	1000	12	3,0	—	—	
Sb <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> —Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> (тв. раствор)	0,12	—	—	+ 160	1500	14	2,8	—	—	

Ge и Si дают плавное изменение  $\Delta E$  и  $\mu_n$  (см. рис.). Аналогичные зависимости наблюдаются при образовании растворов  $A^3B^5$  между собой (GaAs—GaP, InAs—InP, GaSb—InSb). Первая система, напр., позволяет получать кристаллы различного состава, к-рые при изготовлении из них лазеров когерентно излучают свет в широком диапазоне длин волн.



Зависимость ширины запрещенной зоны  $\Delta E$  и подвижности электронов  $\mu_n$  от состава твердого раствора Ge и Si.

Представляют интерес также тройные (и более многокомпонентные) химич. соединения; напр.,  $\text{CdSnAs}_2$  (кристаллизуется в структуре халькопирита), являющееся электронным аналогом InAs, обнаруживает при  $\Delta E = 0,26 \text{ эВ}$  большую подвижность ( $\mu_n = 22000 \text{ см}^2/\text{в.сек}$ ).

д) Карбид кремния SiC (единственное хим. соединение, образуемое элементами IV группы) существует в неск. структурных модификациях:  $\beta$ -SiC (кубич. структура ZnS параметр решетки 3,56 Å) и  $\alpha$ -SiC (гексагональная модификация, имеющая ок. 15 разновидностей; параметры решетки  $a = 3,56 \text{ Å}$ ,  $c = 3,56 \text{ Å}$ ). SiC — прозрачные, бесцветные кристаллы, различно окрашенные в зависимости от вида примесей (от зеленого до черного); нерастворимы в воде и кислотах (кроме смеси концентрированных HF + HNO<sub>3</sub>), растворяется в расплавленных щелочах. Микротвердость — 3500 кг/мм<sup>2</sup>. При темп-ре 300° К  $\Delta E = 2,86 \text{ эВ}$  для  $\alpha$ -SiC и 2,2 эВ для  $\beta$ -SiC;  $\mu_n \approx \mu_p \approx 100 \text{ см}^2/\text{в.сек}$ . Так же, как в Ge и Si, примеси атомов V группы — доноры, III группы — акцепторы. Избыток Si сверх стехиометрич. состава вызывает n-проводимость, а избыток C — p-проводимость.

Из SiC изготавливают полупроводниковые диоды (высокочастотные) и транзисторы (см. Полупроводниковый триод) в области частот до 100 Мгц в интервале темп-р от — 75 до + 1000° С при токах (в прямом направлении) до 10 а и обратных напряжениях до 200 в, а также варисторы.

Термо- и фотоэлектрические П. м. Соединения некоторых металлов с S, Se и Te образуют группу халькогенидных П. м., характеризующихся небольшими  $\Delta E$ , невысокими  $T_{пл}$  и хорошими термоэлектрич.

свойствами (табл. 4). Часть этих П. м. отличается значит. величиной фотопроводимости в инфракрасной части спектра (напр., соединения Pb). Почти все эти П. м. синтезируются сплавлением (в замкнутых кварцевых ампулах или в открытых тиглях под флюсом). Халькогениды Pb имеют структуру NaCl; остальные кристаллизуются в низкосимметричных (ромбической или ромбоэдрич.) структурах. Макс. z обладают твердые растворы — основные П. м. для термоэлектрич. приборов. Халькогениды Pb применяются для изготовления фотоэлектрич. приборов. Из Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub> (стибнит) изготавливают светочувствит. слои в видиконах.

Элементарные полупроводники др. групп. Кроме элементов IV группы, П. м. являются Te, В и металлич. (серый) Se. Последний всегда имеет дырочную проводимость, что связано с большим числом дефектов в решетке (даже у монокристаллов) и сильно меняет электропроводность при освещении. Из Se изготавливаются выпрямители (см. Полупроводниковый диод), фотоэлементы и фотосопротивления; Se применяется также в электрографии.

Электропроводность Te мало зависит от освещения. Чистый Te не применяется. В отличается тугоплавкостью и химич. стойкостью; не окисляется при нагревании на воздухе до 700° С.

Табл. 5. — Свойства Se, Te, В.

Материал	Свойство						
	$\Delta E, \text{эВ}$	$\mu_n, \text{см}^2/\text{в.сек}$	$\mu_p, \text{см}^2/\text{в.сек}$	$T_{пл}, \text{°С}$	$\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (300° К)	$\alpha, \text{мкВ/град}$	
Se (серый)	1,5	—	5	220	$10^{-4}$ — $10^{-6}$	—	
Te	0,34	1700	1200	450	1—4	—	
В	1,55	10	—	2075	$1,7 \cdot 10^{-6}$	600*	

\* При 500° С.

Электропроводность В при нагревании до 800° С повышается в  $10^6$  раз, причем знак проводимости меняется (электронная при низких темп-рах, дырочная — при высоких).

Стеклообразные П. м. по составу делятся на халькогенидные и оксидные. Первые, к к-рым относятся сплавы Р, As, Sb, Bi с S, Se, Te, TI (напр., сплавы As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> — As<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> и TI<sub>2</sub>Se — As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, в к-рых As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> является стеклообразователем), характеризуются большим диапазоном  $\sigma$  (от  $10^{-14}$  до  $10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ), низкими темп-рами размягчения (90—450° С), устойчивостью к кислотам и щелочам. Оксидные стеклообразные П. м. — сплавы типа V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> — P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> — RO<sub>x</sub>. (R — металлы I—VI групп),



имеют  $\sigma$  от  $10^{-4}$  до  $10^{-5} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Стеклообразные П. м. имеют электронную проводимость, экспоненциальную зависимость электропроводности от темп-ры, заметную фотопроводимость и термоэдс. Многие стеклообразные П. м. при медленном охлаждении (после расплавления) превращаются в кристаллич. П. м. Эта группа П. м., кроме теоретического, представляет и практич. интерес вследствие широкого диапазона свойств: напр., стеклообразный  $\text{As}_2\text{S}_3$  не имеет полос поглощения в огромном интервале длин волн (1—15  $\mu\text{к}$ ).

**Органические П. м.** характеризуются сопряженными связями (см. *Сопряжение*). Носители тока — делокализованные  $\pi$ -электроны. а) **Органич. красители**, у к-рых  $\sigma$  от  $10^{-1}$  до  $10^{-13} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\Delta E$  от 0,1 до 1,0 эв, подвижности носителей очень низки ( $10^{-1} - 10^{-11} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ) из-за больших расстояний между молекулами. Характерный представитель — фталоцианин меди  $\text{C}_m\text{H}_n\text{N}_x\text{Cu}$  ( $\sigma = 10^{-13} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  и возрастает при освещении в  $10^2 - 10^3$  раз), на котором впервые обнаружен эффект Холла; носители тока — дырки. Фталоцианин меди применяется как материал для фотопроводящих мишеней в видеоконках. Слои красителей в контакте с металлом могут работать как вентильные фотоэлементы.

б) **Полимерные П. м.** обладают обычно дырочной проводимостью,  $\Delta E = 0,32 - 0,6$  эв;  $\sigma = 10^{-1} - 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ;  $\alpha = 100 \text{ мкв/град}$ . Характерный представитель — полиакрилонитрил; в зависимости от термич. обработки меняет свои характеристики в пределах:  $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-4} - 0,9 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\Delta E = 0,75 - 0,2$  эв;  $\alpha$  от +88 до -2  $\text{ мкв/град}$ . Полимерные П. м. применяются как гетерогенные катализаторы (см. *Полупроводники органические*).

**Оксидные П. м.** включают тугоплавкие окислы нек-рых (гл. обр. переходных) металлов ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{Mn}_2\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CoO}$ ,  $\text{NiO}$ ,  $\text{Cu}_2\text{O}$ ) и соединения типа  $\text{ZrFe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{MgCr}_2\text{O}_4$ ,  $\text{LaMnO}_3$ , состоящие из смеси различных окислов (напр.,  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4 \rightarrow \text{ZnO} + \text{Fe}_2\text{O}_3$ ). Электропроводность низка ( $10^{-7} - 10^{-11} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ) за исключением магнитного железняка  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ( $\sigma = 10^{-2} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ). Обладают электронной проводимостью. Изготовление такое же, как у керамики. Применяются для изготовления термосопротивлений (см. *Термисторы*). Закись меди  $\text{Cu}_2\text{O}$  применяется в купроксных выпрямителях (см. *Полупроводниковый диод*).

**Соединения металлов переходных групп с В, С, N, Si**, напр. силициды ( $\text{MoSi}_2$ ,  $\text{CrSi}_2$ ,  $\text{ReSi}_2$ ), а также соединения  $\text{B}_4\text{C}$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_2$  и др. и их сплавы между собой образуют группу высокотемпературных П. м., отличающихся высокой термической и химич. стойкостью ( $\text{ReSi}_2$  стоек к окислению до темп-ры  $1600^\circ\text{C}$ ) и большими  $\alpha$  ( $\text{B}_4\text{C}$  имеет  $\alpha \approx 200 - 300 \text{ мкв/град}$ ). Эти П. м. применяются, напр., как материалы для термопар, предназначенных для непосредственного измерения высоких темп-р в агрессивных средах (термопара  $\text{B}_4\text{C} - \text{SiC}$  при  $2000^\circ\text{C}$  дает эдс  $\approx 590 \text{ мв}$ ). Они могут быть также использованы для изготовления термоэлектрогенераторов, работающих при больших темп-рах.

П. м. являются также *жидкие полупроводники, сегнетоэлектрики, ферриты, пьезоэлектрики* (см. *Пьезоэлектрические материалы*).

**Лит.**: 1) Горюнова Н. А., Химия алмазоподобных полупроводников, Л., 1963; 2) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М. — Л., 1957; 3) Полупроводники в науке и технике, т. 1—2, М. — Л., 1957; 4) Данлэп У., Введение в физику полупроводников, пер. с англ., М., 1959; 5) Новые полупроводниковые материалы. Сб. переводов, М., 1964; 6) Иоффе А. Ф., Полупроводниковые термоэлементы, М. — Л., 1960; 7) Хилсум К., Роуз-Инс А., Полупроводники типа АIII В, пер. с англ., М., 1963; «Ж. Всес. хим. о-ва им. Д. И. Менделеева», 1960, т. 5, № 5; 8) Новые полупроводниковые материалы, Сб. статей, пер. с англ., М.,

1958; 9) Айрапетянц А. В., Розенштейн Л. Д., Органические полупроводники, Л., 1963; 10) Полупроводниковые материалы. [Сб. статей], пер. с англ., М., 1954.

А. С. Борщевский, Д. Н. Наследов.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ОХЛАЖДАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА** — см. *Термоэлектрические холодильники*.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ** — различные устройства, основанные на свойствах *полупроводников*. Нелинейность вольтамперной характеристики и др. свойства  $p - n$ -переходов позволяют осуществить выпрямление переменного тока, детектирование, преобразование частоты, параметрическое усиление и генерацию электрических колебаний и т. п.

Приборы с двумя  $p - n$ -переходами (структуры  $p - n - p$  или  $n - p - n$ ) применяются для генерации и усиления электрич. колебаний (см. *Полупроводниковый триод*, *Полупроводниковый генератор* и *Полупроводниковый усилитель*). Приборы с тремя  $p - n$ -переходами, напр. структура  $p - n - p - n$  (четырёхслойный диод или триод с ловушкой), служат управляемыми электрич. вентилями и усилителями электрич. колебаний (см. *Полупроводниковый диод* и *Полупроводниковый триод*).

При облучении  $p - n$ -перехода и прилегающих к нему областей полупроводника светом возникает эдс; на этом основано действие фотоэлементов. Большую известность приобрели *солнечные батареи* — кремниевые фотоэлементы (применяющиеся на спутниках), преобразующие энергию солнечного излучения в электрическую с кпд  $\sim 10\%$ . Приборы с  $p - n$ -переходами применяются также для обнаружения и регистрации потоков излучения (см. *Фотодиоды*, *Фототриоды*), в том числе радиоактивных излучений (см. *Полупроводниковый детектор ядерных излучений*).

Полупроводниковые *термоэлементы* применяются для прямого (безмашинного) преобразования тепловой энергии в электрическую (см. *Термоэлектрические явления* в полупроводниках). При пропускании тока через термоэлемент один из спаев нагревается, а другой охлаждается (см. *Пельтье явление*), что используется для создания полупроводниковых охладителей.

Размеры П. п. с  $p - n$ -переходами очень малы по сравнению с электронными лампами, к-рые они заменяют; в  $1 \text{ см}^2$  можно разместить неск. полупроводниковых диодов и триодов, что позволяет создать миниатюрную радиоэлектронную аппаратуру. Но и в этих приборах используется лишь небольшой слой полупроводника, содержащий  $p - n$ -переход (толщиной в неск.  $\mu\text{к}$ ). Создание систем, состоящих из большого количества элементов, с помощью тонких слоев или пленок обусловливает переход от миниатюризации к микроминиатюризации радиотехнич. аппаратуры (см. *Микроэлектроника*).

Электропроводность полупроводников (в особенности со спец. примесями) чувствительна к изменению внешних условий: темп-ры, давления, напряженности электрических и магнитных полей, интенсивности излучения и т. п. На этом основано действие *термисторов*, датчиков различных автоматических и телеметрич. систем, *варисторов* индикаторов радиоактивных излучений, приемников *инфракрасного излучения* и т. д.

В нек-рых полупроводниках, напр. антимоиде индия, подвижность электронов  $\mu_n$  (см. *Полупроводниковые материалы*) очень велика ( $\sim 80\,000$ ), что приводит к настолько сильно выраженному *Холла эффекту*, что он может служить не только для измерения слабых магнитных полей, но и для создания усилителей электрич. колебаний.

Свойства выращенных полупроводников лежат в основе *туннельных диодов* и *полупроводниковых оптических генераторов* (лазеров).

**Лит.** см. при соответствующих статьях. Б. М. Вул.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ** — см. *Термисторы*.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ БОЛОМЕТР** — прибор для измерения энергии излучения (см. также *Болометр*). Принцип действия П. б. основан на изменении электрич. сопротивления полупроводникового материала при нагревании его поглощаемой радиацией. Прибор состоит из полупроводниковой пленки (термочувствит. элемент) с электрич. контактами, заключенной в кожух [1, 2]. Толщина пленки обычно ок. 10 мк при рабочей поверхности в неск. мм<sup>2</sup>. Из полупроводниковых соединений для изготовления П. б. применяются гл. обр. смеси окислов Mn, Ni, Co. При измерении постоянных пото-

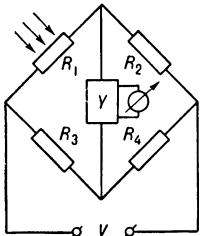


Рис. 1.

Рис. 1. Схема включения полупроводникового болометра для измерения постоянных потоков радиации:  $R_1$  — освещаемый элемент;  $R_2$  — компенсационный элемент;  $R_3, R_4$  — плечи моста;  $V$  — усилитель;  $V$  — внешнее напряжение.

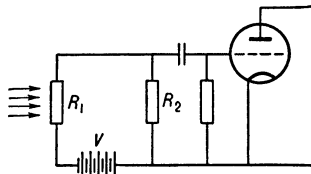


Рис. 2.

Рис. 2. Схема включения болометра при модулированном потоке радиации:  $R_1$  — освещаемый элемент;  $R_2$  — нагрузка;  $V$  — батарея.

ков радиации применяется мостовая схема (рис. 1):  $R_1$  и  $R_2$  — 2 одинаковых термочувствит. элемента, смонтированных вместе в одном кожухе. Освещается один из элементов. Второй элемент служит для компенсации влияния изменения темп-ры окружающей среды на баланс моста. При работе с модулированным световым потоком удобнее схема (рис. 2), не требующая балансировки моста.

**Основные характеристики П. б.** [1, 2, 3]. Чувствительность — отношение полезного сигнала, поступающего на вход усилителя, к мощности излучения, падающего на П. б., гораздо выше, чем у металлических, за счет более высокого темп-рного коэфф. сопротивления полупроводниковых материалов и составляет  $10^2-10^4$  в/вт. Порог чувствительности — падающая мощность, к-рая создает сигнал, равный шуму, при полосе частот, пропускаемых усилителем,  $\Delta f = 1$  гц — равен  $10^{-9}-10^{-10}$  вт. Постоянная времени обычно лежит в пределах  $10^{-1}-10^{-3}$  сек. Она определяется тепловой инерционностью П. б. (отношением теплоемкости пленки к коэфф. теплоотдачи).

В отличие от фотосопротивлений, П. б. значительно менее селективны по спектру и практически не имеют красной границы, поскольку принцип их действия основан на изменении сопротивления за счет нагревания, а не внутр. фотоэффекта. Покрытие тонким слоем хорошо поглощающего материала, напр. платиновой или висмутовой чернью, позволяет приблизить спектр поглощения П. б. к спектру поглощения черного тела в широком интервале длин волн. П. б. служит гл. обр. для регистрации излучения (в частности, в спектрографах) в инфракрасной области спектра, где неприемлемы фотоэлементы и фотоумножители. П. б. применяются также для видимой и ультрафиолетовой области спектра, когда требуется неселективный приемник. Возможное применение П. б. для бесконтактного дистанционного определения темп-ры тела, причем при темп-рах ниже тех, к-рые обычно измеряются методами оптич. пирометрии.

Лит.: 1) Полупроводники в науке и технике, т. 1, М., —Л., 1957, с. 291—313; 2) Полупроводниковые болометры, Киев,

1957 (Ин-т физики АН УССР); 3) Advances in spectroscopy, ed. H. W. Thompson, v. 1, N. Y. — L., 1959, p. 189.

Г. Н. Галкин.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ГЕНЕРАТОР** — генератор электрич. колебаний, в к-ром преобразование энергии источников питания в энергию электрич. колебаний осуществляется с помощью *полупроводниковых триодов* (транзисторов), *туннельных диодов*, *четырёхслойных полупроводниковых диодов* и т. п. По структуре П. г. на транзисторах аналогичны генераторам на электронных лампах. Различия между ними, связанные с различными механизмами передачи тока в электронной лампе и в полупроводниковых приборах, проявляются лишь при анализе работы и расчете П. г. и существенны на частотах, близких к критич. частоте транзистора  $f_a$ . По характеру протекающих в них процессов и назначению П. г., аналогично ламповым генераторам, можно разделить на релаксационные генераторы (см. *Генератор релаксационных колебаний*) и генераторы с высокочастотным колебат. контуром, генерирующие колебания, близкие по форме к гармоническим (см. *Ламповый генератор*).

П. г. колебаний, близких к гармоническим, в зависимости от типа полупроводникового прибора и схемы могут генерировать колебания от неск. гц до  $10^{10}$  гц с макс. мощностью от десятых мквт до сотен вт. Положительная обратная связь в них осуществляется как с помощью внешних цепей, так и за счет внутр. процессов в полупроводниковом приборе. П. г. с внешней связью осуществляются на транзисторах (приборы с разделенными входом и выходом, к-рые могут быть включены по схемам с общим эмиттером или с общей базой). В П. г. с трансформаторной обратной связью (рис. 1, а) для получения колебаний, близких к гармоническим, связь между обмотками трансформатора  $L_1$  и  $L_2$  должна быть минимальной. В П. г. с индуктивной связью (рис. 1, б) величина связи определяется соотношением между  $L_1$  и  $L_2$ . В схеме с емкостной связью (рис. 1, в) ее величина зависит от соотношения емкостей  $C_1$  и  $C_2$ .

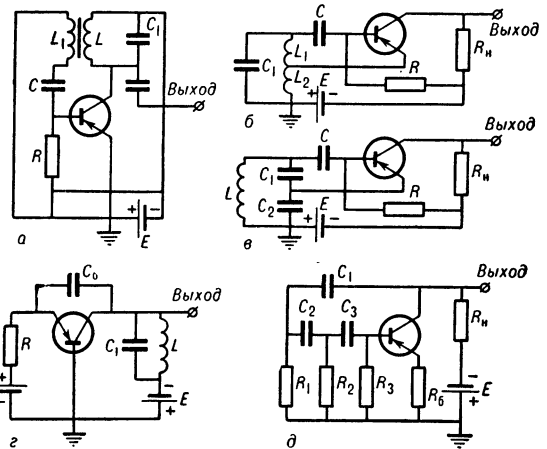


Рис. 1. Полупроводниковые генераторы гармонич. колебаний с внешней обратной связью, а — трансформаторной, б — индуктивной, в — емкостной; г — схема с частотой генерации  $> f_a$  транзистора; д — полупроводниковый генератор на R и C.

Все перечисленные П. г. устойчиво работают на частотах ниже  $f_a$ . Сопротивление R и емкость C определяют рабочую точку на базовой характеристике транзистора и выбираются так, чтобы не влиять заметно на условия самовозбуждения и частоту генерации П. г.

В П. г. с емкостной обратной связью (рис. 1, в) условия самовозбуждения выполняются при соответ-

ствущем выборе емкости  $C_0$ . Такой П. г. работает на частотах, в неск. раз превышающих  $f_a$ . Это достигается тем, что сдвиг фаз, обусловленный инерционностью транзистора (связанной с диффузионным характером движения носителей тока в базе), компенсируется частично в колебл. контуре  $C_1L$ , частично в цепочке  $C_0R_{вх}$  ( $R_{вх}$  — входное сопротивление транзистора). В такой схеме применяют плоскостные (сплавные) и точечные транзисторы.

Аналог лампового генератора на  $R$  и  $C$  — П. г. на плоскостном транзисторе (рис. 1, д). При заданных  $R$  и  $C$  условия самовозбуждения выполняются только для одной частоты. В отличие от лампового аналога, обратная связь в таком П. г. рассчитывается по току, а не по напряжению, и на частотах, близких к  $f_a$ , следует учитывать сдвиг фаз в самом транзисторе.

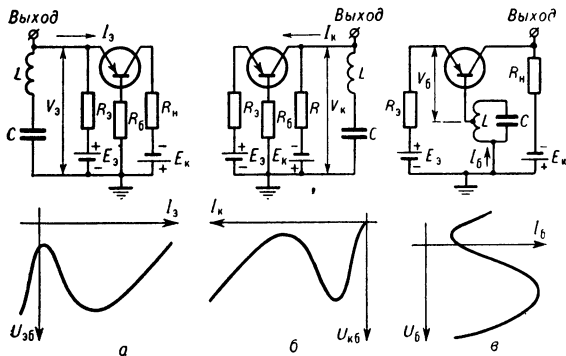


Рис. 2. Полупроводниковые генераторы гармонич. колебаний с внутренней положительной обратной связью на точечных транзисторах и вольтамперные характеристики последних.

П. г. с внутренней положит. обратной связью осуществляются на точечных транзисторах (рис. 2, а, б, в) и туннельных диодах (рис. 3). Их можно рассматривать как схемы, содержащие элемент с отрицательным сопротивлением (транзистор или туннельный диод), к к-рому подключается цепочка  $RC$  или контуры  $LC$ , определяющие частоту генерации. Появление падающего участка в вольтамперных характеристиках транзисторов (рис. 2, а, б, в) обусловлено лавинообразным размножением электронов в области коллекторного  $p-n$ -перехода при больших обратных напряжениях. Вследствие этого эффекта ток коллектора  $I_k$  резко возрастает, коэфф. усиления по току в схеме с общей базой у точечных транзисторов может стать  $> 1$  (от 1,5 до 5), и на малом объемном сопротивлении базы  $r_b$  возникает значит. напряжение внутренней положит. обратной связи, приводящее к появлению отрицательного дифференциального сопротивления между соответствующими электродами триода (эмиттером и базой в случае П. г., рис. 2, а; коллектором и базой в случае П. г., рис. 2, б). Если  $r_b$  мало и условия самовозбуждения не выполняются, то в схему вводится дополнительный сопротивление  $R_6$  (рис. 2, а и б), регулируя к-рое, получают на выходе колебания, близкие к гармоническим. В схеме рис. 2, б требуемая величина связи обеспечивается подбором  $L$ . Необходимый рабочий режим схем по постоянному току осуществляется источниками  $E_3$  и сопротивлением  $R_3$ . П. г. на точечных транзисторах с внутр. связью работают до частот в неск. десятков  $Мгц$  при выходной мощности в неск.  $вт$ .

Для генерирования колебаний в диапазоне СВЧ наиболее перспективен туннельный диод, характеризующийся малой инерционностью и наличием падаю-

щего участка вольтамперной характеристики. П. г. на туннельном диоде (рис 3, а) не имеют лампового аналога. Обычно емкостью  $C$  служит емкость  $p-n$ -перехода диода. Туннельные диоды применяются в П. г. миллиметровых волн с выходной мощностью порядка десятых долей  $мвт$ . Для метровых, дециметровых и сантиметровых волн выходная мощность таких П. г. — порядка неск.  $вт$ .

Максимальная выходная мощность и частота П. г. гармонич. колебаний зависят гл. обр. от параметров полупроводникового прибора; мощность в неск.  $вт$  на частоте  $\leq 100 Мгц$  получают на серийных образцах транзисторов. Для увеличения выходной мощности используются двухтактными схемами. Для получения мощности, в неск. раз (до 10) превышающей допустимую мощность рассеивания на коллекторе транзистора, наиболее перспективны двухтактные П. г., работающие в т. н. к л ю ч е в о м р е ж и м е (рис. 4) (когда каждый из транзисторов либо открыт, либо закрыт). При «мгновенном» переключении мощность, рассеиваемая на коллекторе транзистора, незначительна, т. к. в одном положении он закрыт и через него практически ток не течет, а в другом — открыт и напряжение на нем близко к 0. Такой режим практически неосуществим на электронных лампах и возможен только на транзисторах из-за существенного различия между величинами выходного сопротивления

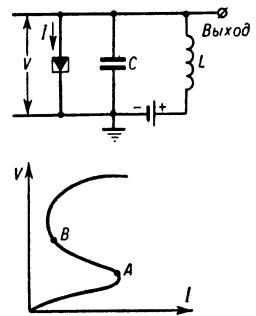


Рис. 3. Простейший полупроводниковый генератор на туннельном диоде и вольтамперная характеристика диода.

транзистора в открытом и закрытом состояниях. В результате сильной положительной обратной связи, осуществляемой трансформатором  $T_p$  в двухтактной схеме на транзисторах, генерируются колебания, близкие по форме к прямоугольным. Потери в контуре  $LC$  компенсируются за счет периодич. импульсной подкачки энергии из первичной обмотки  $T_p$ . Форма колебаний на выходе такого П. г. близка к гармонической, если длительность фронтов импульсов тока много меньше периода генерируемых колебаний. Это условие ограничивает макс. частоту ключевого П. г., к-рая составляет  $\approx 0,1 f_a$ .

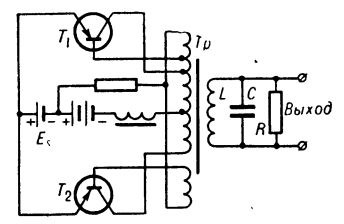


Рис. 4. Двухтактный полупроводниковый генератор в ключевом режиме;  $T_1$  и  $T_2$  — транзисторы.

В таких схемах, помимо транзисторов, применяются четырехслойные диоды, к-рые в ключевом режиме работают подобно тиратронам. В П. г. может применяться кварцевая стабилизация частоты (стабильность  $\sim 10^{-7}$ ). Релаксационные П. г. Наиболее распространены мультивибраторы и блокинг-генераторы на транзисторах, дающие импульсы напряжения, близкие по форме к прямоугольным. Блокинг-генератор на транзисторах (рис. 5) имеет особенности, связанные с: диффузионным механизмом передачи тока в транзисторах; накоплением заряда в базе в области насыщения; видом вольтамперных характеристик  $p-n$ -переходов транзистора. Проводимость  $p-n$ -перехода в обратном направлении ограничивает макс. длительность паузы между импульсами и является причиной зависимости периода колебаний

В таких схемах, помимо транзисторов, применяются четырехслойные диоды, к-рые в ключевом режиме работают подобно тиратронам. В П. г. может применяться кварцевая стабилизация частоты (стабильность  $\sim 10^{-7}$ ). Релаксационные П. г. Наиболее распространены мультивибраторы и блокинг-генераторы на транзисторах, дающие импульсы напряжения, близкие по форме к прямоугольным. Блокинг-генератор на транзисторах (рис. 5) имеет особенности, связанные с: диффузионным механизмом передачи тока в транзисторах; накоплением заряда в базе в области насыщения; видом вольтамперных характеристик  $p-n$ -переходов транзистора. Проводимость  $p-n$ -перехода в обратном направлении ограничивает макс. длительность паузы между импульсами и является причиной зависимости периода колебаний

блокинг-генератора от темп-ры. Формирование вершины импульса происходит частично в режиме насыщения. Если длительность импульса сравнима с временем жизни неосновных носителей в базе, то длительность импульса уже не определяется только элементами схемы и вольтамперными характеристиками, а существенно зависит от процессов рассасывания носителей в базе. Диффузионный механизм движения носителей растягивает фронт импульса. Для подавления обратного выброса (рис. 5, б) вводят шунтирующее сопротивление  $R'$  (рис. 5, а) либо полупроводниковый диод.

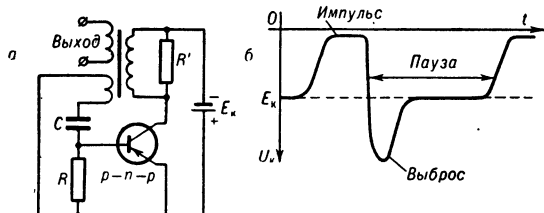


Рис. 5, а — блокинг-генератор на транзисторах с общим эмиттером; б — форма колебаний напряжения на коллекторе.

В блокинг-генераторах с большими паузами между импульсами во входную цепь включают полупроводниковый диод с большим обратным напряжением и малым током насыщения. В этом случае пауза между импульсами определяется гл. обр. обратным сопротивлением диода, а не обратным сопротивлением входного  $p-n$ -перехода транзистора. Включение диода необходимо также при применении дрейфовых транзисторов с низким обратным напряжением пробоя эмиттерного  $p-n$ -перехода. Применение высокочастотных, дрейфовых транзисторов и трансформаторов с ферромагнитными сердечниками (с большой проницаемостью и малыми потерями) позволяет генерировать импульсы  $\approx 10^{-7}$  сек с фронтами  $\sim 10^{-8}$  сек.

В схеме блокинг-генератора транзистор может быть включен по схемам с общей базой, с общим эмиттером или с общим коллектором. Соответственно  $C$  и  $R$ , определяющие длительность паузы, включаются в цепь эмиттера либо в цепь базы.

Темп-рные диапазоны работы всех П. г. без спец. темп-рной компенсации: для германиевых транзисторов  $\pm(30-50)^\circ\text{C}$ , для кремниевых  $\pm 1(0^\circ\text{C}$ , для П. г. на туннельных диодах  $\pm(150-200)^\circ\text{C}$ .

Лит.: 1) Лоу [и др.], Основы полупроводниковой электроники, пер. с англ., М., 1958; 2) Полупроводниковые триоды в радиотехнических схемах, М., 1958; 3) Азьян Ю. А. [и др.], Полупроводниковые триоды в регенеративных схемах, М. — Л., 1959; 4) Берестовский Г. Н., Генератор гармонических колебаний на ключевых элементах, «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 3.

К. С. Ржевкин.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР** ядерных излучений — полупроводниковый диод, основой к-рого является пластинка (площадью от 4 до 500 мм<sup>2</sup>), вырезанная из монокристалла  $p$ - или  $n$ -Si (реже Ge) с электронно-дырочным  $n-p$  или  $p-n$ -переходом, созданным на небольшой глубине от рабочей поверхности (рис. 1 и 2). В области  $p-n$ -перехода концентрация равновесных носителей в тысячи раз меньше, чем в остальном объеме кристалла. Сопротивление этой обедненной области весьма велико и приближается к сопротивлению беспримесного образца чистого Si. Приложив к  $p-n$ -переходу обратного смещения, увеличивающего потенциальный барьер на  $p-n$ -переходе, вызывает увеличение глубины обедненной области (см. ниже), что очень важно, т. к. объем этой области — основной рабочий объем прибора. П. д. работает подобно ионизационной камере с тем отличием, что ионизация и выработывание

электрич. импульса в результате прохождения ионизирующей частицы происходят не в газовом промежутке, а в твердой среде, в обедненной области Si. Ядерная частица, проникая в эту область, создает в ней электронно-дырочные пары — неравновесные носители, к-рые рассасываются под действием имеющегося в области электрич. поля и перемещаются к электродам детектора. В результате во внешней цепи возникает электрич. импульс, к-рый далее может быть усилен и зарегистрирован.

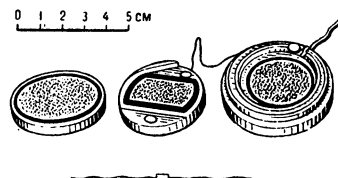


Рис. 1. Общий вид полупроводникового детектора. К пластинке полупроводника на надежном омическом контакте присоединяются два электрода.

По способу применения и технологии изготовления П. д. ядерных излучений можно подразделить на 2 вида: поверхностно-барьерные и с диффузионным переходом. Первые в основном предназначены для регистрации короткопробежных частиц —  $\alpha$ -частиц с энергией от 0,3 Мэв до 20 Мэв и осколков деления атомных ядер, вторые — для регистрации длиннопробежных частиц — протонов с энергией до 10 Мэв, дейтронов до 20 Мэв, электронов до 2 Мэв и  $\alpha$ -частиц с энергией  $>20$  Мэв.

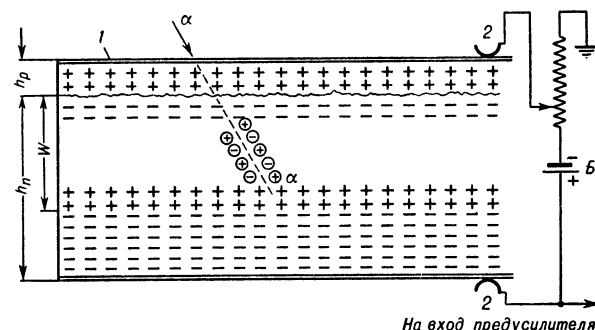


Рис. 2. Схема полупроводникового детектора с  $n-p$ -переходом. «+» и «-» обозначают равновесные носители в  $p$ - и  $n$ -кремнии; обведенные кружками «+» и «-» — неравновесные носители, образованные падающей частицей; 1 — слой напыленного золота; 2 — электроды;  $h_p, h_n$  — толщина слоев  $p$ -кремния (мертвый слой) и  $n$ -кремния; волнистая линия — граница между  $p$ - и  $n$ -кремнием;  $W$  — обедненная область детектора;  $aa$  — путь частицы в детекторе;  $B$  — батарея.

Поверхностно-барьерный  $n-p$ -переход создается травлением поверхности пластинки  $n$ -Si с последующим напылением на нее слоя Au (от 30 до 100 мкг на 1 см<sup>2</sup>). Слой Au обеспечивает надежный электрич. контакт. Диффузионный  $p-n$ -переход получают диффузией фосфора в Si  $p$ -типа с высоким удельным сопротивлением  $\rho$  ( $\sim 10^4$  ом.см).

Мерой энергии регистрируемой ядерной частицы, если она останавливается в пределах обедненной области, служит собранный заряд. Время нарастания сигнала при рассасывании неравновесных носителей в обедненном слое, т. е. фронт импульса, много меньше, чем время срабатывания радиосхемы, к-рой он измеряется, и составляет  $\sim 10^{-9}$  сек. Спад импульса определяется RC регистрирующей радиосхемы. Энергия, затрачиваемая на создание одной электронно-дырочной пары в Si, равняется 3,5 эв. На создание электронно-ионной пары в аргоновой ионизационной камере требуется 28 эв. Это показывает, что П. д. может применяться для спектроскопии ядерных частиц с лучшим разрешением (0,3—0,5%), чем газовые

ионизационные камеры (рис. 3). Глубину обедненной области можно вычислить по ф-ле:

$$W = \sqrt{10^{-9} \rho (V + V_0)}, \quad (*)$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление кремния, из к-рого сделан детектор,  $V_0$  — потенциальный барьер при нулевом смещении,  $V$  — обратное смещение, прикладываемое к детектору.

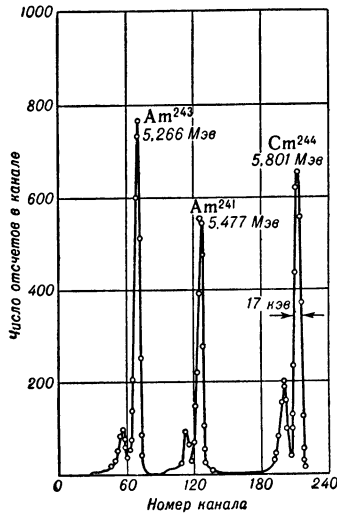


Рис. 3. Спектры амплитуд импульсов от  $\alpha$ -частиц  $Am^{241}$ ,  $Am^{243}$  и  $Cm^{244}$ , полученные с детектором с рабочей поверхностью  $1 \text{ см}^2$  (обратное смещение 105 в) [1].

пробивного напряжения Si. Обратное смещение подбирается в зависимости от оптимального отношения сигнала к шуму и ограничивается величиной обратного тока, к-рая зависит от удельного сопротивления Si и утечек по поверхности кристалла. Следовательно, для регистрации импульсов необходим усилитель с низким уровнем шумов.

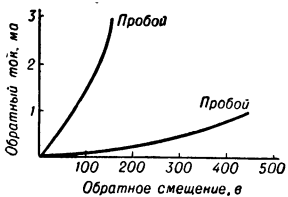


Рис. 4. Вольтамперные характеристики двух полупроводниковых детекторов, изготовленных методом диффузии фосфора в кремний  $p$ -типа и отличающихся по удельному сопротивлению кремния [7].

Типичные вольтамперные характеристики П. д. поверхности - барьерного типа см. [7]. Эффективная емкость детектора определяется выражением:

$$C_d = \epsilon S / 4\pi W,$$

где  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость,  $S$  — площадь рабочей поверхности детектора,  $W$  — глубина обед-

ненной области детектора. Амплитуда снимаемого с детектора сигнала равна:

$$A = Q / (C_{вх} + C_d),$$

где  $Q$  — полный заряд импульса,  $C_{вх}$  — входная емкость усилителя,  $C_d$  — емкость детектора.

П. д. могут иметь преимущество по сравнению с спинтилляционными и ионизационными газовыми камерами для ряда экспериментов в области ядерной физики — для изучения энергетич. спектров  $\alpha$ -частиц, осколков деления, изучения углового распределения частиц и т. п. — и в др. областях [3]. Они малы по размеру, не требуют высоковольтных источников питания, прогрева, прокачки газа, окошек и т. д.

В последнее время спектрометрич. счетчики с широкой чувствительной областью создаются на основе т. н.  $n-i-p$ -структуры [9, 10]. Диффузией Li в пластинку монокристаллич. Si, осуществляемой

в спец. вакуумной камере при темп-ре  $420^\circ \text{K}$ , создается  $n-p$ -переход, в к-ром ионы лития ( $Li^+$ ) при подключении к источнику запирающего напряжения  $\sim 100 \text{ в}$  двигаются в  $p$ -область и, компенсируя акцепторы, создают широкую  $i$ -область. Были изготовлены  $n-i-p$ -спектрометрич. детекторы с чувствит. поверхностью  $4-400 \text{ мм}^2$ , шириной чувствит. области  $2 \text{ мм}$  и толщиной входного окна  $3-4 \text{ мк}$ . С помощью этих детекторов можно измерять с высокой степенью точности энергию  $\beta$ -частиц,  $\gamma$ -квантов и тяжелых частиц с большими пробегами.

Лит.: 1) Мс К а у К. Г., «Phys. Rev.», 1949, v. 76, № 11, p. 1537; 2) Айрапетянц А. В., Рывкин С. М., «ЖТФ», 1957, т. 27, № 1, с. 95; 3) Полупроводниковые счетчики излучений. Сб. статей, пер. с англ., М., 1962; 4) Голубин Б. М., Осипенко Б. П., Сидоров А. И., Гомогенные кристаллические счетчики ядерных излучений (Обзор), «ИТЭ», 1961, № 6, с. 5; 5) П и с а р ж е в с к и й А. Н., Сош и н Л. Д., Ф и р о в Е. И., Применение  $p-n$ -переходов для регистрации ядерных излучений (Обзор), там же, с. 14; 6) Б р е д е л ь В. В., М и х е е в В. Л., П о л и к а н о в С. М., Кремниевые детекторы тяжелых заряженных частиц, там же, с. 44; 7) F r i e d l a n d S. S., M a u e r J. W., W i g g i n s J. S., «Nucleonics», 1960, v. 18, № 2, p. 54; 8) С т о л я р о в а Е. Л., «УФН», 1963, т. 81, вып. 4, с. 641; 9) P e l l E., «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, p. 291; 10) М а т в е е в О. А., Рывкин С. М. [и др.], «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 4, с. 356, 360, 362, 363.

Г. М. Кукавадзе.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД** — двухэлектродный полупроводниковый прибор, действие к-рого основано на электрич. свойствах  $p-n$ -переходов. Существует неск. классов П. д. разнообразного назначения, отличающихся друг от друга как тем, что в них используются различные свойства  $p-n$ -перехода, так и величинами преобразуемых мощностей, токов, напряжений и диапазонами рабочих частот. Требования, предъявляемые к характеристикам П. д., удовлетворяются выбором полупроводниковых материалов, технологией изготовления  $p-n$ -переходов, их размерами и конструкцией диода.

Действие большого класса П. д. основано на нелинейной зависимости тока  $I$ , текущего через  $p-n$ -переход, от напряжения на нем  $U$  (вольтамперная характеристика, рис. 1), описываемой ф-лой:

$$I = I_s [\exp(eU/kT) - 1], \quad (1)$$

$$I_s = SeD_p p_n / L_p.$$

Здесь  $I_s$  — ток насыщения  $p-n$ -перехода;  $S$  — его площадь;  $e$  — заряд электрона;  $D_p$  — коэфф. диффузии дырок в  $n$ -области;  $p_n$  — равновесная концентрация дырок в  $n$ -области, равная  $p_n = (C/N) \times \exp(-\Delta E/kT)$  ( $C$  — константа,  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абс. темп-ра,  $N$  — концентрация электронов в  $n$ -области);  $L_p$  — диффузионная длина дырок, связанная с временем их жизни  $\tau_p$  соотношением  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ . Из рис. 1 видно, что при  $U > 0$  сопротивление перехода  $R$  мало (большие  $I$  при малых  $U$ ), а при  $U < 0, R \rightarrow \infty [I \rightarrow -I_s = \text{const}]$ , т. е., что  $p-n$ -переход обладает выпрямит. свойствами. Независимость  $I$  от  $U$  при  $U < 0$  имеет место до нек-рого критич. значения  $U_{пр}$  (пробивное напряжение), после чего  $I$  резко растет с ростом  $U$  (рис. 1). Этот рост обусловлен ударной ионизацией в полупроводнике, если  $p-n$ -переход изготовлен из полупроводника с большим удельным сопротивлением  $\rho$  (толщина запорного слоя велика), либо туннельным просачиванием  $i$  ем через барьер (эффект Зенера), если  $\rho$  (и следовательно толщина запорного слоя) мало. В обоих случаях величина  $U_{пр}$  растет с ростом  $\rho$ .

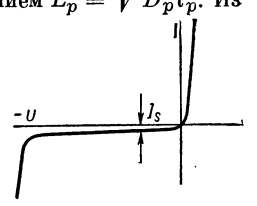


Рис. 1. Вольтамперная характеристика  $p-n$ -перехода.

В случае переменного напряжения эффективность  $p-n$ -перехода, как нелинейного сопротивления, уменьшается с ростом частоты. Это связано с тремя обстоятельствами: 1) запирающий слой  $p-n$ -перехода, обедненный свободными носителями заряда, можно рассматривать как слой диэлектрика толщиной  $W$ , емкость к-рого  $C_3$  (за р а д н а я е м к о с т ь) шунтирует сопротивление перехода  $R$ :

$$C_3 = \epsilon S / 4\pi W, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $W = \sqrt{\epsilon(\phi - U) / 2\pi e N}$  — толщина запирающего слоя ( $\phi$  — контактная разность потенциалов);  $C_3$  растет с ростом  $N$  и, следовательно, уменьшается с увеличением  $\rho$  ( $\rho \sim N^{-1}$ ).

2) Т. к. ток через несимметричный  $p-n$ -переход обусловлен диффузией дырок, то установление тока при изменении напряжения на переходе происходит за время порядка  $\tau_p$ , что вызывает сдвиг по фазе между током и напряжением и эквивалентно появлению у  $p-n$ -перехода емкости  $C_D$  (диффузионная емкость), включенной параллельно  $C_3$ :

$$C_D = \frac{e}{kT} (I + I_s) \tau_p. \quad (3)$$

3) Прилежание к запирающему слою нейтральные области полупроводника (база) имеют конечное сопротивление  $r_6$ , включенное последовательно с  $R$ . Чем сильнее емкость  $C = C_3 + C_D$  шунтирует  $R$  и чем больше  $r_6$ , тем большая часть внешнего напряжения падает на  $r_6$  и меньшая на  $R$ , что уменьшает эффективность П. д. (рис. 2).

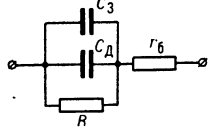


Рис. 2. Эквивалентная схема  $p-n$ -перехода.

К П. д., в к-рых используется нелинейность  $p-n$ -перехода, относятся выпрямительные, высокочастотные П. д., а также П. д. СВЧ. Выпрямительные П. д. (силовые диоды, вентили) применяются для выпрямления переменного тока низкой частоты (до 50 кГц). Они должны выдерживать большие обратные напряжения ( $U_{пр}$  велико), иметь малые обратные токи ( $I_s$  мало) и в пропускном направлении — большие токи и малые падения напряжения. Чтобы обеспечить малые  $I_s$ ,  $p-n$ -переходы вентилях в соответствии с (1) делают из полупроводниковых материалов с большими  $\Delta E$  и  $\tau_p$ . Высокие  $U_{пр}$  получают применением полупроводников с большими  $\rho$ . Чтобы получить в прямом направлении малые падения напряжения и большие токи, базу делают тонкой, а площадь  $S$  большой.

Современные выпрямительные диоды делают из высокоомных Ge и Si, а также из Se и  $Cu_2O$ .  $p-n$ -переходы на Ge и Si образуются в процессе сплавления или диффузии в монокристаллич. пластинку полупроводника  $n$ -типа, примеси (напр., In в Ge), создающей область  $p$ -типа (в п л а в н ы е и д и ф ф у з и о н н ы е д и о д ы), а также выращиванием из расплава (т я н у т ы е  $p-n$ -переходы). В селеновых П. д.  $p-n$ -переходы образуются на границе дырочного поликристаллич. Se и спец. сплава, содержащего Cd; в меднозакисных — на границе дырочной  $Cu_2O$  со слоем электронного полупроводника, образующегося вблизи контакта  $Cu_2O$  с Cu. В мощных выпрямительных П. д. для хорошего теплоотвода предусматривается массивный теплопроводящий радиатор, а в ряде случаев — водяное или воздушное охлаждение.

Вентили из Ge и Si наиболее эффективны (большой кпд), имеют большие  $U_{пр}$  и выпрямленный ток, а

также больший срок службы. При одинаковых размерах П. д. из Ge и Si оказываются более мощными, чем П. д. из Se и  $Cu_2O$ , а при одинаковой мощности обладают меньшими размерами. П. д. из Ge и Si отличаются стабильностью: у них отсутствует с т а р е н и е (изменение параметров со временем), характерное для селеновых П. д. Тем не менее диоды из Se и  $Cu_2O$  все еще применяются из-за простоты технологии и дешевизны.

Преимущества выпрямительных П. д. по сравнению с другими электр. вентилями (*ртутными выпрямителями, кенотронами и газотронами*): высокая надежность, постоянная готовность к работе, высокие кпд и срок службы; недостаток (как всех полупроводниковых приборов) — ограниченный интервал рабочих темп-р (примерно от  $-70^\circ C$  до  $+125^\circ C$ ).

Высокочастотные (импульсные) П. д. распространены в радиотехнике и в вычислит. технике и выполняют те же ф-ции, что и высокочастотные вакуумные диоды (детекторы, смесители, элементы импульсных схем и т. п.). Их действие также основано на нелинейности вольтамперной характеристики  $p-n$ -перехода. Они работают в области более высоких частот, чем выпрямительные диоды (до сотен МГц), или в импульсном режиме при длительности импульсов до  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  сек. Это определяет основные особенности  $p-n$ -переходов высокочастотных П. д.: малые величины  $C_3$ ,  $C_D$  и  $r_6$ . Для уменьшения  $C_D$  применяют Ge и Si с примесями элементов Au, Ni, Cu, являющимися эффективными центрами рекомбинации, уменьшающими эффективное время жизни неравновесных носителей в диоде  $\tau_{эф}$ . Снижение  $\tau_{эф}$  достигается также уменьшением толщины базы в  $n$ -области до величины  $< L_p$ ; в этом случае  $\tau_{эф}$  равно времени диффузии дырок через базу. При толщинах базы в неск.  $\mu$ ,  $\tau_{эф} \sim 10^{-8}$  сек. Снижение толщины базы одновременно уменьшает  $r_6$ . Сокращение площади  $p-n$ -перехода уменьшает  $C_D$  и  $C_3$ .

Современные высокочастотные П. д. изготавливают из Ge и Si с  $\rho \sim (10^{-1} - 10) \text{ ом} \cdot \text{см}$ .  $p-n$ -переходы с малой площадью можно получить т. н. методом ф о р м о в к и: переходы образуются при импульсной сварке металлич. острия с полупроводником  $n$ -типа. Металл острия содержит акцепторные примеси, к-рые в процессе сварки проникают в полупроводник, образуя под контактом  $p$ -область (напр., примесь In или Ga в Ge).  $p-n$ -переходы с малыми  $S$  получают также созданием т. н. меза-структуры: переход большой площади (сплавной или диффузионный) вытравливается до получения тонкого цилиндра. Малые толщины базы в меза-диодах получают электрохимич. травлением.

Высокочастотные П. д. выгодно отличаются от вакуумных малыми размерами и малой потребляемой мощностью (что особенно важно в вычислит. технике), а также большим сроком службы; их недостаток — зависимость параметров от темп-р.

Полупроводниковые диоды СВЧ широко применяются как детекторы слабых сигналов и смесители в супергетеродинных приемниках СВЧ, а также как генераторы гармоник (см. *Умножение частоты*). В этом случае емкость переходов должна быть еще меньше, чем у высокочастотных П. д. ( $10^{-1} - 10^{-2} \text{ пф}$ ). П. д. СВЧ изготавливают из электронных Ge, Si и GaAs методом импульсной сварки чистого металлич. острия с полупроводником. При этом  $p$ -область образуется под контактом за счет образования большого числа дефектов структуры полупроводникового кристалла (*дислокации, точечные дефекты* и т. д.). Этот метод позволяет получать малые площади  $p-n$ -перехода и малые емкости, так



что постоянная времени П. д. составляет  $10^{-10} - 10^{-11}$  сек. Последнее связано с тем, что множественные дефекты структуры являются эффективными центрами рекомбинации. В П. д. миллиметрового диапазона для уменьшения площади контакты делают прижимными; механизм выпрямления такого контакта ( $p-n$  переход или контакт металл — полупроводник [1, 2]) недостаточен ясен. Для уменьшения  $r_0$  П. д. СВЧ делают из материала с малым  $\rho$  [ $\sim (5-6) \cdot 10^{-3}$  ом·см], но при этом в ряде случаев  $C_3$  оказывается велико. Для уменьшения  $r_0$  с одновременным сохранением малого  $C_3$  наносят (в вакууме) на низкоомный полупроводник пленку высокоомного полупроводника, с к-рой и осуществляется контакт; запорный слой при этом достаточно широк ( $C_3$  мало). Такие П. д. наз. э п и т а к с и а л ь н ы м и.

В отличие от выпрямительных и высокочастотных П. д., для к-рых характер нелинейности вольт-амперной характеристики несущественен (вентили и высокочастотные П. д. работают в режиме линейного детектирования), эффективность П. д. СВЧ определяется конкретным видом зависимости  $I$  от  $U$ . В полупроводниковых детекторах СВЧ, работающих в режиме к в а д р а т и ч н о г о детектирования (слабый сигнал), вид вольтамперной характеристики определяет их чувствительность (отношение выпрямленного тока короткого замыкания к поглощаемой мощности), в смесителях — потери преобразовательной (отношение мощности сигнала промежуточной частоты к падающей мощности), в генераторах гармоник — отношение мощности генерируемой гармоники к мощности основной гармоники.

В диапазоне СВЧ большое значение имеет конструкция П. д. Корпус П. д. обладает емкостью  $C_{II}$ , а контактная игла — индуктивностью  $L_K$  (рис. 3), к-рые для эффективной работы П. д. СВЧ должны быть минимальными.

Частотный предел П. д. СВЧ выше частотного предела электронных ламп (выполняющих те же ф-ции), ограниченного (в лучшем случае) дециметровым диапазоном.

Переключательные диоды СВЧ. Полное сопротивление  $p-n$ -перехода  $z$  в П. д. СВЧ в области больших прямых напряжений практически равно  $r_0$  ( $R$  мало, а  $C$  велико), и диод эквивалентен параллельному  $L_K C_{II}$  контуру (рис. 3); в области обратных напряжений комплексное сопротивление  $p-n$ -перехода  $Z = r_0 + 1/i\omega C_3$ , и диод представляет собой последоват. контур  $L_K C_3$ , параллельно к-рому включена емкость  $C_{II}$ . Если  $L_K$ ,  $C_{II}$  и  $C_3$  таковы, что резонансные частоты  $\omega_p$  последовательного и параллельного контуров совпадают, то при  $\omega = \omega_p$ , если  $U > 0$ , полное сопротивление диода  $z_d$  очень велико ( $z_d \rightarrow \infty$ , если  $r_0 \rightarrow 0$ ), а при  $U < 0$ ,  $z_d$  мало ( $r_0 \rightarrow 0$ ,  $z_d \rightarrow 0$ ). Включение такого диода в СВЧ-тракт позволяет коммутировать мощность СВЧ вблизи резонансной частоты, меняя полярность  $U$  (рис. 4). Основное отличие переключат. диодов СВЧ от др. П. д. СВЧ состоит в спец. подборе величин  $L_K$ ,  $C_{II}$  и  $C_3$ .

В др. типе переключат. диодов СВЧ, наз.  $p-i-n$ -диодами, используется зависимость проводимости базы  $p-n$ -перехода от тока через переход  $I$ . Эта зави-

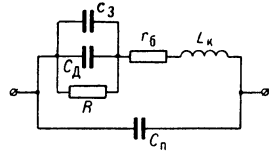


Рис. 3. Эквивалентная схема диода СВЧ.

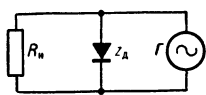


Рис. 4. Схема выключателя СВЧ.

симость имеет место в переходах с почти собственной проводимостью  $n$ -области ( $p-i-n$ -переходы), в к-рых  $r_0$  зависит от концентрации инжектированных носителей, т. е. от величины  $I$  ( $r_0$  может меняться с изменением  $I$  в  $10^3$  и более раз). Т. к. в переключателях на  $p-i-n$ -диодах условия прохождения СВЧ-мощности меняются при изменении  $r_0$ , то в конструкции таких диодов  $C_{II}$  и  $L_K$  должны быть минимальны (они ухудшают эффективное изменение  $z_d$  при изменении  $I$ ).

Параметрические диоды предназначены для работы в параметрических усилителях. Их действие не связано с нелинейностью вольтамперной характеристики, а основано на зависимости емкости  $C_3$  от  $U$  в области отрицат. напряжений на  $p-n$ -переходе. Соотношение (2) является частным случаем более общей ф-лы:

$$C_3 \approx A(\phi - U)^{-\nu}, \quad (4)$$

где  $A = \text{const}$ ,  $\nu = 1/2$  для сплавных и точечных П. д. [со скачкообразным распределением примесей, см. (2)], и  $\nu = 1/3$  для диффузионных и тянутых переходов (с плавным распределением примесей). Основные характеристики параметрич. диодов: 1) глубина модуляции емкости:  $m = (C_{3\text{max}} - C_{3\text{min}}) / (C_{3\text{max}} + C_{3\text{min}})$  [величина  $m$  тем больше, чем больше  $U_{пр}$  и чем больше  $\nu$  (рис. 5)]; 2) величина емкости в рабочей точке  $C_0$ , определяемая собств. частотой контура параметрич. усилителя; 3) величина  $r_0$ , определяющая потери в контуре и шумы усилителя. Эффективность параметрического П. д. тем выше, чем больше критич. частота диода  $\omega_{кр}$ :

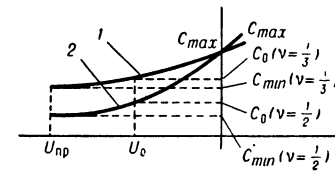


Рис. 5. Характеристики параметрических диодов: 1 — с плавным переходом (диффузионный плоскостной диод); 2 — с резким переходом (точечный, сплавной диод).

Эффективность параметрического П. д. тем выше, чем больше критич. частота диода  $\omega_{кр}$ :

$$\omega_{кр} = m/2r_0C_0. \quad (5)$$

Параметрич. диоды изготавливаются в основном из Ge либо методом формовки (точечный переход), либо диффузией с получением меза-структуры и тонкой базы (плоскостной переход). Технология изготовления формованных П. д. не дает возможности получать тонкие базы, поэтому для получения малых  $r_0$  нужен полупроводник с малым  $\rho$ . Однако с уменьшением  $\rho$  уменьшается  $U_{пр}$  и, следовательно,  $m$ . Оптимальные характеристики получаются при  $\rho \approx 0,05$  ом. В диффузионных П. д., изготавливаемых из материала с большим  $\rho$ ,  $U_{пр}$  больше, чем у формованных, а  $r_0$  (за счет получения тонкой базы) меньше. Недостаток диффузионных диодов: для получения одинакового  $m$  требуется большая мощность накачки параметрич. усилителя, чем в случае формованных П. д.

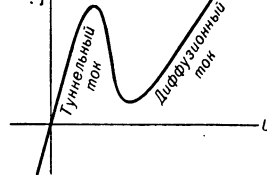


Рис. 6. Вольтамперная характеристика туннельного диода.

Помимо параметрич. усилителей, параметрич. П. д. применяются также как подстроечные конденсаторы (с переменной емкостью) и генераторы гармоник (см. Умножение частоты).

Туннельные диоды. Действие туннельных диодов основано на наличии падающего участка на вольтамперной характеристике  $p-n$ -переходов, изготовленных из вырожденных полупроводников ( $\rho$  порядка  $10^{-3} - 10^{-4}$  ом·см) (рис. 6). Т. к. туннельный механизм переноса тока (см. Туннельный эффект),

определяющий вольтамперную характеристику узкого  $p-n$ -перехода до напряжений, при  $k$ -рых ток достигает минимума, безынерционен, частотные свойства туннельных диодов гораздо лучше, чем у других П. д. Верхняя граничная частота туннельного диода, как активного элемента с отрицательным сопротивлением, определяется величинами  $C_3$ ,  $L_k$  и  $r_6$ . Изготавливаются туннельные диоды методом сплавления. Уменьшение  $C_3$  достигается образованием меза-структуры. Туннельные диоды широко применяются в радиотехнике, как активные элементы генераторов и усилителей широкого диапазона частот, включая СВЧ (см. *Полупроводниковый генератор, Полупроводниковый усилитель*), в преобразователях частоты и смесителях, а также в вычислит. технике как элемент с двумя устойчивыми состояниями (см. *Запоминающие устройства, Логические схемы*). Туннельные диоды устойчивы к воздействию радиации и могут работать при низких темп-рах (включая гелиевые).

Полупроводниковые стабилизаторы напряжения (опорные диоды, стабилитроны). В стабилитронах используется высокая крутизна вольтамперной характеристики  $p-n$ -перехода в области  $U > U_{пр}$  (при зинеровском пробое) для стабилизации напряжения (рис. 1). Стабилитроны делаются из Si. Так как  $U_{пр} = f(\rho)$ , то величину стабилизируемого напряжения можно менять в пределах от неск.  $\epsilon$  до десятков  $\epsilon$  изменением  $\rho$  исходного Si (от  $10^1$  до  $1 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ). Эти стабилитроны выгодно отличаются от газовых стабилитронов малыми габаритами, весом и надежностью.

Двухбазовый диод (по ряду характеристик более близкий к полупроводниковым триодам) состоит из одного  $p-n$ -перехода Э и двух невыпрямляющих контактов в  $n$ -области  $B_1$  и  $B_2$  (рис. 7). Если между  $B_1$  и  $B_2$  приложено напряжение  $U_{B_2 B_1}$ , то за счет тока, текущего в цепи  $B_1 B_2$ ,  $n$ -область  $p-n$ -перехода оказывается под положит. потенциалом  $U_{n B_1}$  относительно  $B_1$ . Если к  $p-n$ -переходу со стороны  $p$ -области приложить напряжение  $U_{p B_1}$ , то пока  $U_{p B_1} \leq U_{n B_1}$ , переход заперт. При  $U_{p B_1} > U_{n B_1}$  переход открывается, что приводит к уменьшению  $U_{n B_1}$  и к дальнейшему росту тока  $I$  через  $p-n$ -переход и т. д., т. е. имеет место падающая вольтамперная характеристика  $i = f(U_{p B_1})$ . Наличие падающей характеристики может быть использовано в схемах релаксационных генераторов, переключателей и т. д.

Четырехслойный диод, применяющийся как быстродействующий переключатель больших мощностей (аналог *тиратрона*), состоит из трех последовательно включенных  $p-n$ -переходов ( $p_1 - n_1 - p_2 - n_2$ -структура, рис. 8). Если внешнее напряжение, приложенное к  $p_1 - n_1 - p_2 - n_2$ -диоду, таково, что  $p_1$ -область находится под отрицат. потенциалом относительно  $n_2$ -области, то  $p_1 - n_1$ - и  $p_2 - n_2$ -переходы включены в запертом направлении и вольтамперная характеристика имеет вид характеристики обычного  $p-n$ -перехода в области  $U < 0$ . Когда полярность внешнего напряжения меняется, то  $p_1 - n_1$ - и  $p_2 - n_2$ -переходы включены в прямом направлении, а  $n_1 - p_2$ -переход — в обратном. Неравновесные носители, инжектируемые внешними  $p-n$ -переходами, попадая в поле  $n_1 - p_2$ -пере-

хода; проходят сквозь него и попадают в базовые  $n_1$ - и  $p_2$ -области, где их нескомпенсированные объемные заряды уменьшают высоты барьеров  $p_1 - n_1$ - и  $p_2 - n_2$ -переходов, что приводит, в свою очередь, к увеличению инжекции, т. е. образуется положительная обратная связь, приводящая к нестационарному процессу и к появлению падающего участка на вольтамперной характеристике.

Лит.: 1) Полупроводники в науке и технике, т. 1—2, М., 1957; 2) Кристаллические детекторы, пер. с англ., М., 1950; 3) Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, М., 1963. Ю. Ф. Соколов.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ТРИОД** (транзистор)

— трехэлектродный полупроводниковый прибор, по назначению и характеристикам сходный с усилительной электронной лампой. П. т. представляет собой систему двух близко расположенных друг от друга  $p-n$ -переходов в одном монокристалле полупроводника, на один из  $k$ -рых подано смещение в запертом, на другой — в прямом направлении.

Плоскостной триод представляет собой полупроводниковый монокристалл, в котором две области с одной типной проводимостью разделены областью с противоположной проводимостью (рис. 1). Существуют П. т. типа  $p-n-p$  и типа  $n-p-n$ . Три области являются рабочими «электродами» П. т.,  $k$ -рые соединяются со схемой с помощью невыпрямляющих контактов с металлич. проводниками (см. *Полупроводниковый диод*). Левая  $p$ -область в П. т. типа  $p-n-p$  наз. эмиттером, средняя — базой (основанием, управляющим электродом и др.), правая — коллектором (рис. 2). Обычно концентрации дырок в  $p$ -областях  $p_p$  значительно больше концентрации электронов в  $n$ -области  $n_n$ , т. е.  $p_p \gg n_n$ .

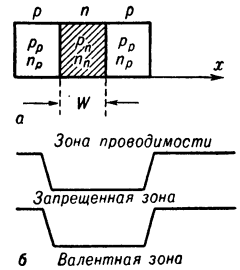


Рис. 1. а — триодная структура типа  $p-n-p$ ;  $p_p$  и  $n_n$  — равновесные концентрации дырок и электронов в  $p$ -области,  $p_n$  и  $n_n$  — в  $n$ -области; б — зонная диаграмма  $p-n-p$ -структуры без смещений на переходах.

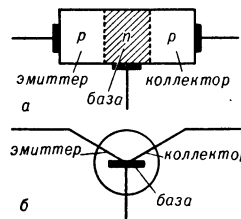


Рис. 2. Схематическое (а) и символич. (б) изображения полупроводникового триода.

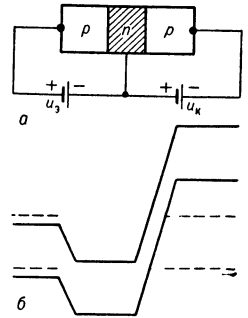


Рис. 3. а — включение триода  $p-n-p$ ; б — зонная диаграмма при нормальном смещении.

а) Принцип действия плоскостного триода. Система двух  $p-n$ -переходов в монокристалле полупроводника (рис. 1, а) характеризуется в равновесном состоянии зонной диаграммой (рис. 1, б). Если на левый переход подать положит. напряжение  $U_3$  (при этом левый барьер понизится, рис. 3), то через переход потечет ток  $I_3$ , обусловленный перемещением гл. обр. дырок из  $p$ -области в  $n$  (т. к.  $n_n \ll p_p$ ). У границы левого запертого слоя в  $n$ -области создается повышенная неравновесная концентрация дырок  $p'_n(0)$ , вызывающая диффузию дырок в  $n$ -области по направлению к правому  $p-n$ -переходу.

Если к правому  $p-n$ -переходу, расположенному от левого на расстоянии  $W$ , приложено отрицат. напряжение  $U_K \gg \frac{kT}{e}$  (правый барьер повышается, рис. 3), то ток через него  $I_K$  при  $U_K < U_{пр}$  ( $U_{пр}$  — напряжение пробоя правого  $p-n$ -перехода) обусловлен гл. обр. потоком дырок из  $n$ -области в  $p$ . При разомкнутой цепи эмиттера, т. е. когда левый переход не инжектирует дырки в  $n$ -область, ток коллектора  $I_{K0} \approx I_{Ks} W/L_p$  (без учета тока утечек и электронной составляющей), где  $I_{Ks} = e p_n D_p / L_p$  — ток насыщения коллекторного перехода,  $D_p$  — коэфф. диффузии дырок в  $n$ -области,  $L_p$  — диффузионная длина дырок, связанная с их временем жизни  $\tau_p$  соотношением:  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ ,  $p_n$  — равновесная концентрация дырок в базе. Если левый переход инжектирует дырки в  $n$ -область и они в результате диффузии достигают правого перехода, то эти дырки захватываются полем запирающего слоя коллекторного перехода и втягиваются в его  $p$ -область. Т. о., ток  $I_K$  равен сумме тока  $I_{K0}$  и тока дырок, дошедших до коллектора.

Из-за рекомбинации дырок и электронов в  $n$ -области правого перехода достигнет только часть инжектированных дырок  $\beta = f(W/L_p)$ . Если ширина базы  $W$  достаточно мала, а  $L_p$  достаточно велико, т. е.  $W \ll L_p$ , то почти все инжектированные дырки достигнут правого перехода; тогда увеличение  $I_0$  на величину  $\Delta I_0$  приведет к росту  $I_K$  на величину  $\Delta I_K \approx \Delta I_0$ . Если правого перехода из-за рекомбинации достигает только часть дырок  $\beta$ , то  $\Delta I_K \approx \beta \Delta I_0$ . Т. о., коэффициент усиления по току, получаемый в такой  $p-n-p$ -структуре:

$$\alpha = \Delta I_K / \Delta I_0 \approx \beta, \quad (1)$$

т. к. ток эмиттера в основном состоит из тока дырок. Для  $W \ll L_p$  вычисления дают:

$$\alpha \approx \beta = 1 - 1/2 (W/L_p)^2. \quad (2)$$

Для более общего случая, когда нельзя пренебречь электронными компонентами токов  $I_0$  и  $I_K$ , имеем:

$$\alpha = \beta \gamma \alpha^*, \quad (3)$$

где  $\gamma = I_{p0} / (I_{p0} + I_{n0})$ ,  $\alpha^* = (I_{pk} + I_{nk}) / I_{pk}$ ,

$I_{p0}$ ,  $I_{pk}$  — дырочные компоненты, а  $I_{n0}$ ,  $I_{nk}$  — электронные компоненты токов эмиттерного и коллекторного переходов.

Основной параметр П. т. — коэфф. усиления по току  $\alpha$ , как правило,  $< 1$  и зависит в соответствии с (2) от толщины базы  $W$  и параметров полупроводникового материала базы ( $\tau_p$ ,  $D_p$ ). Для плоскостных П. т.  $\alpha$  близко к 1 во всем интервале рабочих токов, напряжений и темп-р.

Усиление по напряжению и по мощности, даваемое П. т., определяется его собств. свойствами, но зависит также от параметров схем включения, в частности от соотношения сопротивлений  $R_0$  и  $R_H$  ( $R_H$  — сопротивление нагрузки, рис. 4, а). Малое изменение  $\Delta U$ , в соответствии с вольтамперной характеристикой  $p-n$ -перехода при  $U_0 > 0$  вызывает изменение  $\Delta I_0$  и следовательно,  $\Delta I_K$ . Сопротивление коллекторного перехода  $\Delta U_K / \Delta I_K$  велико, так что  $R_H$  может быть до-

статочно большим:  $R_H \gg R_0$ , и тогда  $\Delta I_K$  вызовет значит. изменение падения напряжения на нем. Т. к.  $\alpha$  всегда  $\approx 1$ , то коэфф. усиления по напряжению и мощности имеют одинаковые порядки величин и могут составлять десятки тысяч, что обеспечивает широкое применение П. т. для усиления и генерации электрич. колебаний (см. *Полупроводниковый усилитель*, *Полупроводниковый генератор*).

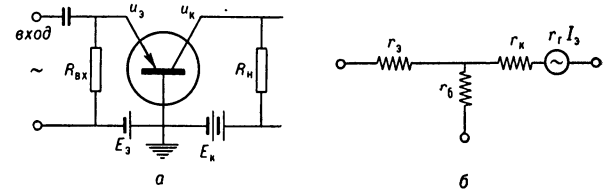


Рис. 4. а — схема включения триода с общей базой; б — эквивалентная схема.

Входная характеристика П. т.  $I_0 = f(U_0)$  при  $U_K = \text{const}$  и семейство выходных характеристик  $I_K = f(U_K)$  при  $I_0 = \text{const}$  и  $U_0 = \text{const}$  показаны на рис. 5. Выходные характеристики П. т. сходны с анодными характеристиками *пентода*.

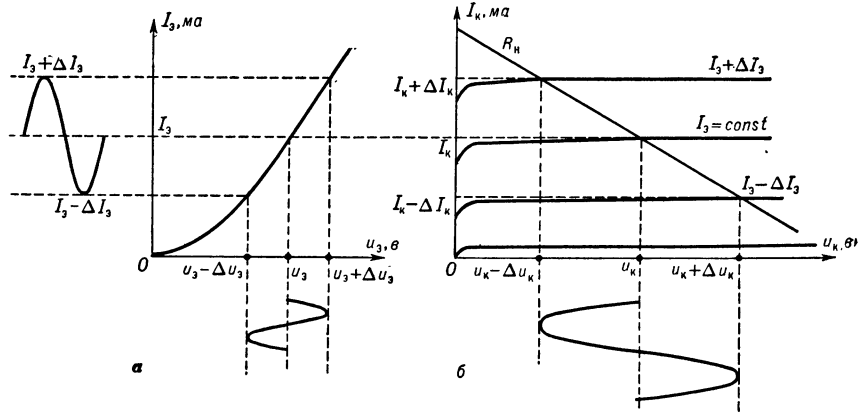


Рис. 5. а — входная характеристика плоскостного триода, включенного по схеме с общей базой; б — его выходные характеристики.

б) Схемы включения плоскостного триода. Включение П. т., соответствующее рис. 4, а, при  $k$ -ром база является общим электродом, наз. схемой с общей базой. Ей соответствуют (для низких частот) параметры эквивалентной Т-образной схемы П. т., показанные на рис. 4, б. Здесь  $r_0 = dU_0 / dI_0$  и  $r_K = dU_K / dI_K$  — дифференциальные сопротивления эмиттерного и коллекторного переходов,  $r_0$  — распределенное сопротивление базы,  $r_r$  — сопротивление эквивалентного генератора в цепи сигнала коллектора.

Сопротивление  $r_0$ , общее для эмиттерной и коллекторной цепей, представляет собой элемент *обратной связи*. Кроме этого, обратная связь в П. т. создается из-за существования зависимости  $r_0$  и  $\alpha$  от  $U_K$  (эффект Эрли). В реальной схеме с П. т. нагрузка  $R_H \neq 0$  и  $U_K$  изменяется с изменением величины входного сигнала, т. е. зависит от  $\Delta I_0$ . При увеличении  $U_K$  увеличивается ширина запирающего слоя коллекторного перехода, что уменьшает ширину базы  $W$ . При постоянном  $U_0$  концентрация инжектированных в базу дырок у границы эмиттера постоянна:  $p'_n(0) = p_n \exp(eU_0/kT)$  ( $T$  — темп-ра,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд

электрона), а концентрацию дырок в базе у коллекторного перехода, при достаточно большом  $U_K$  ( $|U_K| \gg kT/e \approx 0,025e$ ), можно считать равной нулю (сильное поле коллекторного перехода захватывает все дырки вблизи коллектора). Уменьшение ширины базы  $W$  увеличивает градиент концентрации дырок и соответственно ток в базе, обусловленный диффузией дырок от эмиттера к коллектору. В результате уменьшаются  $r'_3$  и  $r_K$  и возрастает  $\alpha$  (из-за увеличения дырочного тока и уменьшения вероятности рекомбинации дырок в более тонкой базе). Обратная связь, обусловленная эффектом Эрли, учитывается введением в эквивалентную схему сопротивления  $r''_6$  (рис. 6).

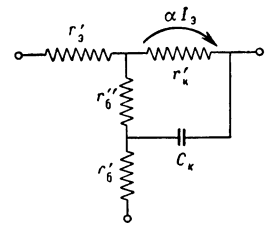


Рис. 6. Эквивалентная схема высокочастотного триода, включенного с общей базой с учетом эффекта Эрли.

Кроме схемы с общей базой, возможно включение П. т. по схемам с общим и эмиттером и с общим и коллектором (рис. 7). При этом физ. процессы в П. т. не изменяются, но характеристики П. т. становятся другими. Напр., в схеме с общим эмиттером

входным током является ток базы (ток рекомбинации)  $I_0 = I_3 - I_K$  (обычно  $I_0 \ll I_3$ ). В этом случае коэфф. усиления по току:

$$\beta = \Delta I_K / \Delta I_0 = \alpha / (1 - \alpha). \quad (4)$$

Из (4) видно, что для П. т. с  $\alpha \rightarrow 1$   $\beta \gg 1$  и в реальных П. т. достигает неск. сотен (100—300). Выходное сопротивление П. т. в схеме с общим эмиттером  $\approx r_K(1-\alpha)$ , входное  $\approx -r_6$ .

Схема с общим коллектором (рис. 7, б) — аналог катодного повторителя и обладает высоким входным и низким выходным сопротивлениями.

Изготовление плоскостных триодов осуществляется гл. обр. вплавлением (вплавные триоды) и диффузией (диффузионные триоды) в монокристаллич. полупроводник  $n$ - или  $p$ -типов проводимости (гл. обр. Ge и Si) соответственно акцепторных или донорных примесей. Напр., для изготовления впаиваемого германиевого  $p-n-p$ -триода в пластинку Ge  $n$ -типа проводимости впаивают (в вакууме или в водороде, при 500—550° C) In, растворяющий часть Ge на небольшой глубине. При охлаждении Ge из расплава кристаллизуется на кристаллич. решетке исходной пластинки, образуя рекристаллизованный слой, насыщенный атомами In, являющийся  $p$ -слоем. При впаивании In с двух сторон пластинки образуется система  $p-n-p$  (рис. 8). Контакт с эмит-

тером и коллектором осуществляется подпайкой металлич. проводников (In плавится при темп-ре 156° C); невыпрямляющий контакт с базой образуется впаиванием в Ge олова, к  $k$ -кому подплавляется подводящий проводник. Аналогично впаиванием Pb, легированного Sb в Ge, получают впаивные П. т. типа  $n-p-n$ . Почти все низкочастотные П. т. — впаивные. Обычно коллекторный переход делают большей площади, чем эмиттерный, т. к. иначе часть инжектированных дырок может не попасть на коллектор из-за рекомбинации на поверхности полупроводника вблизи перехода (см. *Поверхностные явления в полупроводниках*).

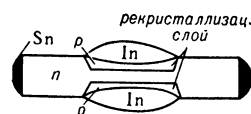


Рис. 8. Впаивной  $p-n-p$ -триод.

Для изготовления диффузионных П. т., напр.  $n-p-n$ -типа, пластинку из монокристаллич. Ge  $p$ -типа запаивают в кварцевую ампулу вместе с небольшим количеством Sb. Ампулу откачивают и, отпаяв, нагревают до темп-ры  $> 700^\circ C$ ; при этом Sb, испаряясь, диффундирует в Ge; с обеих сторон пластинки образуется слой Ge, насыщенный атомами Sb, с проводимостью  $n$ -типа.

Для изготовления П. т. применяются и др. методы, в частности получение переходов изменением скорости выращивания монокристалла из расплава.

Высокочастотные триоды широко применяются для усиления сигналов высокой частоты и скоростного переключения (коммутационные П. т.). Эквивалентные схемы рис. 4 и 7 не учитывают барьерную и диффузионную емкости  $p-n$ -переходов (см. также *Полупроводниковый диод*), к-рые для медленных изменений  $I_3$  или  $I_6$  (низкие частоты) не играют роли, а в области высоких частот существенны. Входное и выходное сопротивления П. т. на высоких частотах имеют реактивный характер (рис. 6). Другим и основным фактором, определяющим работу П. т. в области высоких частот, является величина времени диффузии неосновных носителей в базе (по аналогии с электронной лампой пролетное время  $\tau_{пр}$ ). Когда период усиляемых колебаний становится сравнимым с  $\tau_{пр}$ ,  $\alpha$  уменьшается.

Частотные свойства П. т. характеризуются предельной частотой усиления по току  $f_\alpha$ , при к-рой  $\alpha$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз (3 дб) по сравнению с его значением  $\alpha_0$  для низких частот. Для впаивных П. т.:

$$f_\alpha = kD/W^2, \quad (5)$$

где  $k$  — постоянный коэфф., зависящий от  $\alpha_0$ ,  $D$  — коэфф. диффузии неосновных носителей в базе. Другой частотный параметр П. т., наз. максимальной частотой усиления по мощности  $f_{max}$ , — частота, при к-рой коэфф. усиления по мощности падает до 1 (практически  $f_{max}$  определяется, как предельная частота, при к-рой срывается генерация в транзисторном генераторе и часто наз. поэтому максимальной частотой генерации).  $f_{max}$  связано с  $f_\alpha$  соотношением:

$$f_{max} = \sqrt{\frac{K\alpha_0 f_\alpha}{r'_6 C_K}}, \quad (6)$$

где  $K = \text{const}$ , а  $C_K$  — емкость коллекторного перехода (рис. 6).

Из (5) и (6) следует, что для повышения  $f_\alpha$  и  $f_{max}$  П. т. необходимо уменьшать  $W$  или увеличить  $D$  (т. е. пролетное время неосновных носителей в базе). Однако с уменьшением  $W$  возрастает  $r_6$  и умень-

шается т. н. напряжение прокола, при к-ром в результате расширения заборного слоя коллекторного перехода происходит его смыкание с эмиттерным переходом. Рост  $r_6$  уменьшает  $f_{max}$ ; выбор для базы П. т. полупроводника с малым удельным сопротивлением приводит к росту  $C_K$  и снижению  $U_{пр}$  коллекторного перехода (см. *Полупроводниковый диод*). Этим противоречивым требованиям можно удовлетворить, поместив между низкоомной базой и коллектором высокоомный слой полупроводника с собственной проводимостью (*i*-слоем). В таком  $p-n-i-p$ -триоде (рис. 9)  $C_K$  и  $U_{пр}$  определяются

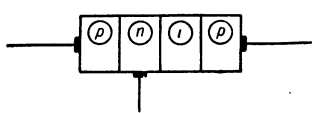


Рис. 9.  $p-n-i-p$ -структура.

достаточно толстым *i*-слоем; сопротивление базы  $r_6$  — ее низкоомным слоем, а диффузионное пролетное время  $\tau_{пр}$  — шириной низкоомного участка базы (т. к. в *i*-слое за счет  $U_K$  возникает сильное электрич. поле).

Т. к. нанесение тонкого монокристаллич. *i*-слоя затруднительно, то на практике для создания высокочастотных П. т. пользуются диффузионным методом, позволяющим сократить  $\tau_{пр}$  за счет создания внутреннего электрич. поля в базе, ускоряющего дырки. При диффузии примеси ее концентрация падает почти экспоненциально: создавая базовый слой П. т. диффузией примеси, можно получить низкоомный слой

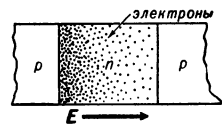


Рис. 10. База триода с неоднородным распределением примеси.

базы у эмиттера и высокоомный — у коллектора. Наличие градиента концентрации электронов приводит к их диффузии слева направо и, следовательно, к появлению поля  $E$  (рис. 10). Поле  $E$  препятствует дальнейшей диффузии основных носителей (электронов) и ускоряет движение неосновных носителей (дырок), инжектированных эмиттером в базу. В результате этого значительно уменьшается  $\tau_{пр}$  и возрастает  $f_a$  (теоретически в германиевом П. т.  $f_a$  возрастает почти в десять раз). П. т. с внутр. полем в базе наз. дрейф о в ым; в дрейфовом П. т. в значит. мере сохраняются преимущества триода типа  $p-n-i-p$ .

Высокочастотные дрейфовые П. т. различаются методами изготовления переходов и невыпрямляющих контактов [диффузионно-сплавные типа П401—П403 и др., микросплавные, меза-транзистор, планарный триод, конверсионный и др.]. Современные высокочастотные триоды имеют  $f_{max}$  от 100 до 1000 Мгц.

д) Шумы плоскостного триода обусловлены рядом причин и могут значительно превышать уровень усиленных ими тепловых шумов (падающих на его вход). Они характеризуются коэфф. шума:

$$F = (P_{ш\text{ вх}} K_P + P_{ш\text{ собств}}) / P_{ш\text{ вх}} K_P, \quad (7)$$

где  $P_{ш\text{ вх}}$  — мощность входных шумов,  $K_P$  — коэфф. усиления П. т. по мощности,  $P_{ш\text{ собств}}$  — мощность



Рис. 11. Зависимость коэфф. шума от частоты.

определяется, в основном, *дробовым эффектом* в эмиттерном и коллекторном переходах и флуктуациями кон-

центрации носителей в толще полупроводника. При дальнейшем повышении частоты  $f$ , когда начинается заметное падение  $\alpha$ ,  $F$  снова увеличивается, что связано гл. обр. с флуктуациями в распределении токов между эмиттерной и коллекторной цепями П. т. Для современных плоскостных П. т.  $F$  меняется от 3 до 25 дб.

Шумы П. т. увеличиваются за счет утечек, обусловленных недостаточной чистотой поверхности кристалла у границ переходов. В большинстве случаев утечка определяет уровень шумов.

Триод с коллекторной ловушкой содержит добавочный коллекторный  $p-n$ -переход (рис. 12). В этом случае коллекторная  $p$ -область не имеет вывода и при  $U_0 = 0$  между ней и соседними  $n$ -областями возникают потенциальные барьеры разной высоты, препятствующие переходу основных носителей (дырок) из  $p$ -области в соседние  $n$ -области и электронов из  $n$ -области в  $p$ -область. При  $U_0 > 0$  в базе возникает ток дырок, достигающих первого коллекторного  $n-p$ -перехода.

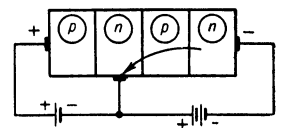


Рис. 12. Триод с ловушкой, структура  $p-n-p-n$ .

Как и в обычном П. т., они захватываются полем коллекторного заборного слоя и втягиваются в  $p$ -область коллектора, где они являются основными носителями. Справа и слева для них существует потенциальный барьер (в то же время для неравновесных электронов в этой области не существует потенциальных барьеров), и  $p$ -область оказывается как бы ловушкой для дырок. Запертые в ловушке дырки заряжают  $p$ -область коллектора положительно и снижают потенциальные барьеры с  $n$ -областями. При этом для перехода между базой и  $p$ -областью коллектора (более высокий барьер) небольшое уменьшение высоты барьера не играет роли, а понижение барьера между  $p$ - и  $n$ -областями коллектора (низкий барьер, небольшое смещение в прямом направлении) может привести к существенному возрастанию тока через него. Если при этом концентрация электронов в  $n$ -области коллектора много больше концентрации дырок в его  $p$ -области, то электронный ток через переход будет много больше дырочного тока. В то же время, если ширина  $p$ -области коллектора мала по сравнению с диффузионной длиной электронов  $L_n$ , то почти все электроны, инжектированные в  $p$ -область правым коллекторным  $p-n$ -переходом, дойдут до левого и будут втянуты в  $n$ -область базы. Ток через коллекторные переходы может оказаться во много раз больше тока дырок, инжектированных эмиттером и входящих к коллектору из базы. Это означает, что в таком П. т.  $\alpha \gg 1$  (практически  $\alpha$  может составлять многие сотни).

Четырехслойные структуры при диодном включении (четырёхслойный диод) широко применяются как управляемые переключатели, вольтамперная характеристика к-рых имеет участок с отрицат. сопротивлением (см. *Полупроводниковый диод*).

Точечно-контактный триод состоит из кристалла полупроводника (гл. обр. Ge  $n$ -типа), к поверхности к-рого прижаты два заостренных металлич. проводника (рис. 13). Один из них наз. эмиттерным, второй — коллекторным, а сам кристалл — базой. По современным представлениям непосредственно под контак-

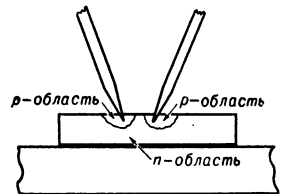


Рис. 13. Точечный триод.

тами знак проводимости полупроводника меняется (см. *Полупроводниковый диод*), благодаря чему возникает триодная структура типа  $p-n-p$ .

По своим свойствам и параметрам точечный П. т. существенно отличается от плоскостного, напр. в точечном П. т.  $\alpha > 1$ , что при наличии внутр. обратной связи легко приводит к самовозбуждению прибора. Это позволяет применять точечный П. т. как элемент генераторов в импульсной и в вычислит. технике.

Явления, протекающие в точечном П. т., более сложны, и его теория не получила столь полного развития, как теория плоскостного П. т. Предполагается, что под коллекторным контактом, кроме  $p$ -слоя, образуются еще дополнит.  $n$ -слой и возникает  $p-n-p$ -структура, для к-рой  $\alpha > 1$ . Это подтверждается увеличением  $\alpha$  точечного П. т. после «формовки» контактов током, при к-рой существен материал коллекторного электрода.

Точечные П. т., широко применявшиеся ранее, почти полностью вытеснены плоскостными П. т. гл. обр. из-за малой механич. устойчивости точечного контакта, нестабильности параметров и высокого уровня шумов ( $F \approx 45-60$  дб).

Лит.: 1) Shockley W., «Bell System Techn. J.», 1949, т. 28, № 3, р. 435; 2) Миддлбрук Р. Д., Введение в теорию транзисторов, пер. с англ., М., 1960; 3) Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, М., 1963; 4) Шайв Д. Ж. Н., Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов, пер. с англ., М.—Л., 1963; 5) Степаненко И. П., Основы теории транзисторов и транзисторных схем, М., 1963. Г. А. Кубецкий.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ** — усилитель электрич. сигналов, в к-ром усилит. элементом являются полупроводниковые приборы: *полупроводниковые триоды* (транзисторы), параметрические *полупроводниковые диоды* и *туннельные диоды*. Т. к. эти приборы существенно отличаются друг от друга принципом действия, то П. у. (в отличие от *ламповых усилителей*) не имеют единой теории, и в каждом отдельном случае анализ, расчет и методы построения схем существенно различны.

Усилители на транзисторах. Транзистор преобразует энергию источника питания в энергию усиленного сигнала; при этом выходной ток (ток коллектора  $I_k$ ) изменяется в соответствии с изменениями входного (управляющего) тока или входного напряжения, приложенного между базой и эмиттером  $U_{бэ}$ . Усиленная мощность выделяется в нагрузке, обычно включаемой в цепь коллектора. По способу включения транзистора П. у., аналогично ламповым усилителям, делятся на три основных типа: П. у. с общим эмиттером (рис. 1, а), с общей базой (рис. 1, б) и с общим коллектором (эмиттерный повторитель, рис. 1, в).

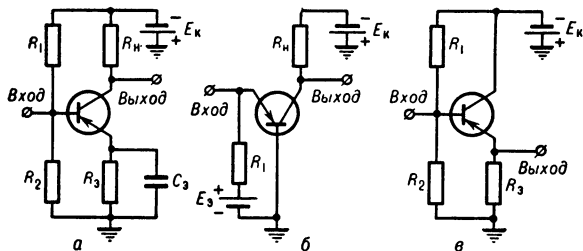


Рис. 1. Простейшие полупроводниковые усилители на транзисторах.

П. у. на транзисторах имеют те же характеристики, что и ламповый усилитель: коэфф. усиления  $K_{ус}$ , частотные, фазовые и амплитудные характеристики, входное  $R_{вх}$  и выходное  $R_{вых}$  сопротивления, стабиль-

ность, устойчивость и шумфактор. Однако совершенно отличный от электронных ламп механизм передачи тока в транзисторах вносит особенности в анализ и расчет П. у.: 1) между входными и выходными цепями транзистора (рис. 1, б) имеется внутренняя *обратная связь* по постоянному току за счет распределенного сопротивления базового слоя  $r_б$ . Поэтому: а) эквивалентная схема транзистора и, следовательно, П. у. сложнее, чем в случае электронных ламп (рис. 2); б) т. к. базовые и коллекторные статич. характеристики транзистора взаимосвязаны, то при расчете П. у. необходимо знание двух семейств характеристик — базовых (аналог сеточной характеристики) и коллекторных (аналог анодных характеристик), в то время как для расчета лампового усилителя достаточно знать только анодные характеристики лампы.

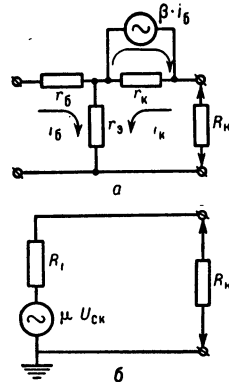


Рис. 2. Эквивалентные схемы лампового и транзисторного усилителей: а — схема транзисторного усилителя с общим эмиттером (рис. 1, а);  $r_б$  — распределенное сопротивление базы,  $r_э$  — сопротивление эмиттерного перехода,  $r_к$  — сопротивление коллекторного перехода,  $\beta$  — коэфф. усиления по току схемы с общим эмиттером;  $R_н$  — сопротивление нагрузки; б — эквивалентная схема лампового усилителя с общим катодом:  $R_i$  — внутр. сопротивление лампы,  $\mu$  — коэфф. усиления лампы;  $U_{ск}$  — напряжение между ее сеткой и катодом.

2) Т. к. у П. у.  $R_{вх}$  мало (обычно  $10^2-10^3$  ом · см и ниже), то: а) от источника переменного сигнала на входе всегда потребляется мощность, и, следовательно, наиболее важная характеристика П. у. — коэфф. усиления по мощности (а не по напряжению); б) задание рабочего режима входной цепи удобно осуществлять по току (через сопротивление  $R_1$ , рис. 1), а не по напряжению; в) для обеспечения необходимой постоянной времени  $\tau = R_{вх} C_{п}$  переходные емкости  $C_{п}$  должны быть существенно больше, чем в ламповых усилителях.

3) Передача (усиление) тока транзисторами либо полностью, либо частично связана с процессом диффузии; поэтому верхняя граничная частота усиляемого сигнала  $f_b$  в П. у., как правило, определяется не величинами *паразитных емкостей* и *паразитных индуктивностей*, как в обычном ламповом усилителе, а временем пролета  $\tau_{пр}$  носителей тока (дырок или электронов) в базовой области транзистора;  $\tau_{пр}$  определяет т. н. критич. частоту транзистора  $f_{\alpha}$ . В П. у. обычно  $f_b \leq f_{\alpha}$ , к-рая лежит в интервале  $10^8-10^8$  гц ( $f_b$  обычных ламповых усилителей —  $10^9$  гц) и существенно зависит от схемы включения транзистора. Последнее связано с тем, что в различных схемах П. у. (рис. 1) усиливаемый сигнал тока изменяет эмиттерный  $I_э$  или базовый  $I_б$  токи транзистора, обусловленные различными носителями (основными или неосновными). Напр., в случае транзистора типа  $p-n-p$  в П. у. с общей базой входящий сигнал изменяет эмиттерный ток, т. е. количество дырок (неосновных носителей), инжектируемых в базовую область. Дырки диффундируют через базу со средним временем пролета  $\tau_{пр}$ , определяющим  $f_{\alpha} \approx 1/\tau_{пр}$ . В этом случае  $f_b = f_{\alpha}$ . В П. у. с общим эмиттером усиливаемый сигнал изменяет ток базы  $I_б$ , обусловленный гл. обр. процессом рекомбинации.



В этом случае время установления  $I_K$  связано с временем жизни дырок  $\tau_p$  так, что  $f_b \approx 1/\tau_p$ . Так как для транзисторов  $\tau_{пр} \approx \tau_p/\beta$  ( $\beta$  — коэфф. усиления по току в схеме с общим эмиттером), то  $f_b \approx 1/\tau_{пр} \cdot \beta \approx f_a/\beta$ . По мере уменьшения внутр. сопротивления генератора сигнала ( $R_c \rightarrow 0$ ) сигнал тока превращается в сигнал напряжения и в схеме с общим эмиттером  $f_b \rightarrow f_a$ . Во всех промежуточных случаях ( $0 < R_c < \infty$ ) в П. у. с общим эмиттером  $f_a/\beta \leq f_b \leq f_a$ .

4) Конечное время движения носителей в базе приводит также к возникновению запаздывания сигнала при передаче его через П. у. В одноступенном резистатном П. у. сдвиг фаз между входным и выходным сигналами возрастает с частотой более сильно, чем в ламповом, и не стремится к постоянному значению (рис. 3). В ламповой ступени фазовый сдвиг обусловлен цепочкой  $R_n C_{ан}$  (сопротивление нагрузки и емкость анод-катод) и не может превышать  $90^\circ$ . В транзисторном усилителе фазовый сдвиг за счет постоянного запаздывания монотонно растет с частотой. Существенное различие в фазовых характеристиках наблюдается для частот  $\geq f_a$ .

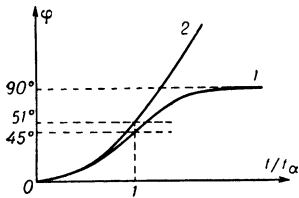


Рис. 3. Фазовые характеристики одноступенных резистатных лампового 1 и транзисторного 2 усилителей.

5) Добротность (произведение коэфф. усиления по напряжению  $K_U$  на ширину полосы пропускания  $\Delta f$  резистатного П. у. с общим эмиттером при малом  $R_n$  определяется ф-лой:  $K_U \Delta f = R_n f_a / (R_c + r_b + r_a)$ ; при  $R_n = R_c + r_b + r_a$ ,  $K_U \Delta f \approx f_a$ . Если  $R_n$  велико ( $C_K \gg 1/2\pi f_a$ ) ( $C_K$  — емкость коллекторного  $p-n$ -перехода), то добротность П. у. описывается ф-лой, аналогичной ф-ле лампового усилителя:

$$K_U \Delta f = 1/2\pi C_K (r_b + r_a) = \begin{cases} 1/2\pi r_a = S/2\pi C_K, & r_b \ll r_a \\ 1/2\pi C_K r_b, & r_b \gg r_a \end{cases}$$

где  $S = 1/q_a$  — крутизна транзистора.

6) Сильная темп-ная зависимость электропроводности полупроводников ограничивает интервал рабочих темп-р П. у. и вызывает необходимость применения схем темп-ной стабилизации рабочей точки транзистора. Чем больше ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  полупроводника, тем шире темп-ный диапазон П. у. (для Ge,  $\Delta E = 0,72$  эв и  $-60^\circ C \leq T \leq +60^\circ C$ , для Si  $\Delta E = 1,1$  эв и  $-60^\circ C \leq T \leq 120^\circ C$ ). Температурная стабилизация рабочей точки в схемах с общим эмиттером осуществляется тремя сопротивлениями  $R_1, R_2$  и  $R_3$  (рис. 1, а), величины к-рых зависят от величины допустимого дрейфа рабочей точки в заданном интервале темп-р.

7) Существование двух типов транзисторов:  $n-p-n$  и  $p-n-p$  упрощает схемы многоступенных П. у. (рис. 4, з).

Схема с общим эмиттером наиболее распространена, т. к. позволяет получить наибольший коэфф. усиления по мощности ( $\beta \approx 30-40$  дб) и сравнительно высокое  $R_{вх}$  ( $\approx 10^3$  ом). Выходной сигнал в этом случае сдвинут по фазе на угол  $\pi$  относительно входного. В схеме с общей базой  $R_{вх}$  минимально ( $10-10^2$  ом), сигнал передается без сдвига фазы. В схеме с общим коллектором коэфф. передачи (усиления) по напряжению  $< 1$ , выходной сигнал имеет ту же поляр-

ность, что и входной,  $R_{вх}$  велико ( $\approx 10^4-10^6$  ом), а  $R_{вых}$  мало ( $\approx 10^2$  ом). Указанные различия можно объяснить так: пусть в П. у. с общей базой ток эмиттера  $I_a = 1$ , а коэфф. усиления (передачи) по току  $\alpha = 1$ . Тогда при  $I_K = \alpha \rightarrow 1$ ,  $I_b = (1-\alpha) \rightarrow 0$ . При этом  $R_{вх} = U_{вх}/I_{вх} = U_{бэ}/I_a = U_{бэ}$  ом. В случае П. у. с общим эмиттером  $\beta = I_{вых}/I_{вх} = I_K/I_b = \alpha/(1-\alpha)$ , а  $R_{вх} \approx U_{бэ}/I_b = U_{бэ}/(1-\alpha)$  ом. В П. у. с общим коллектором  $R_{вх}$  больше, а коэфф. усиления меньше, чем в схеме с общим эмиттером, за счет отрицательной обратной связи.

П. у. на транзисторах могут быть аperiodическими и резонансными. Для коррекции частотной характеристики и стабилизации коэфф. усиления в П. у. применяют те же методы, что и в ламповом усилителе (см. *Коррекция искажений в усилителе*). При расчете цепей обратной связи и корректирующих элементов в П. у. учитывают рассмотренные выше особенности П. у. (рис. 4).

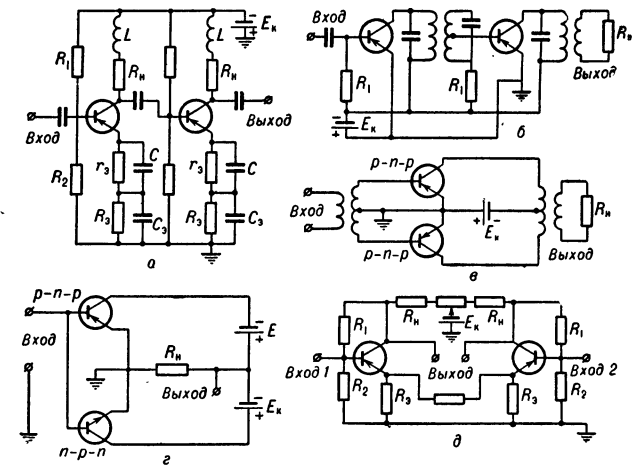


Рис. 4. Наиболее распространенные схемы транзисторных усилителей: а — широкополосный усилитель с индуктивной коррекцией и отрицат. обратной связью (цепочка  $r_b C$ ); б — полосовой усилитель с трансформаторной связью; в — мощная двухтактная ступень (класс В) с трансформаторами и транзисторами одного типа; г — выходная ступень (класс В) без трансформатора с транзисторами разных типов; з — балансный усилитель постоянного тока.

Выходная мощность в П. у. на транзисторах в зависимости от частоты колеблется в пределах от сотен *вт* до неск. десятков *вт*, минимальное значение шум-фактора 8—12 дб.

Преимущества П. у.: малый вес и габариты; малая потребляемая мощность и высокая надежность (срок службы транзисторов во много раз больше, чем электронных ламп); «мгновенная» готовность к действию после включения питающего напряжения (отсутствие нити накала). Применение П. у. наиболее перспективно в звуковом, радиовещательных и частично ультракоротковолновом диапазонах. Существуют транзисторные усилители постоянного тока (рис. 4, д).

Усилитель на туннельном диоде. Туннельный диод, обладающий падающим участком вольт-амперной характеристики, компенсирует потери, вносимые в схему активными сопротивлениями нагрузки  $R_n$  и генератора входного сигнала  $R_c$  (рис. 5). Если отрицательное сопротивление (по модулю) диода  $R$  в рабочей точке больше сопротивления потерь системы, т. е.  $R_c R_n / (R_c + R_n) < |R|$  для схемы 5, а и  $R_c + R_n \leq |R|$  для схемы 5, б, то в сопротивлении  $R_n$  выделяется

мощность, существенно превышающая мощность в нем при отключенном (рис. 5, а) или закороченном (рис. 5, б) диоде. Если сопротивление потерь  $[R_c R_n / (R_c + R_n)]$  или  $(R_c + R_n)$  равно  $|R|$ , то через  $R_n$  потечет бесконечно большой ток, т. е. на нагрузку выделяется бесконечно большая мощность, что соответствует самовозбуждению системы. Поэтому в П. у. на туннельных диодах  $R_n$  выбирают так, чтобы результирующее положит. сопротивление в цепи было несколько меньше отрицат. сопротивления диода в рабочей точке.

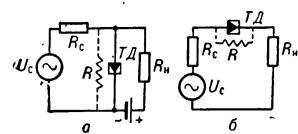


Рис. 5. Усилители на туннельных диодах: а — параллельная схема; б — последовательная; ТД — туннельный диод.

т. н. коэффициентом вносимого усиления  $K_{вн}$  — отношением мощностей в сопротивлении  $R_n$  при включенном и отключенном диоде.  $K_{вн}$  отличается от обычного коэфф. усиления  $K_{ус}$  только тем, что при определении  $K_{ус}$  за входную мощность принимается величина  $U_c^2/4R_c$  (мощность на согласованной нагрузке), а при определении  $K_{вн}$  — величина  $U_c^2/(R_c + R_n)$ . Величины  $K_{вн}$  и  $K_{ус}$  связаны соотношением  $K_{ус}/K_{вн} = 4R_c R_n / (R_c + R_n)^2$ ; при  $R_c = R_n$   $K_{ус} = K_{вн}$ .

Обычно на туннельных диодах конструируют либо резонансные усилители, либо полосовые усилители. В этом случае параллельно диоду подключаются настроенные контуры (линии, резонаторы) соответствующего типа. П. у. на туннельных диодах могут усиливать электрич. колебания до частот  $\sim 100$  гц ( $\lambda = 3$  мм) с коэфф. усиления 20—40 дб, шумфактором 2—10 дб и выходной мощностью от  $10^{-3}$  до  $10^{-6}$  вт.

Недостатки П. у. на туннельных диодах: 1) отсутствие отдельных выходов и входа, затрудняющее построение многоступенчатых схем. В диапазонах УКВ и СВЧ многоступенчатые усилители конструируют с помощью спец. направляющих устройств (циркуляторов и гибридных колец). На более низких частотах указанные системы не применяются и поэтому в радиовещат. диапазонах могут быть осуществлены лишь одноступенчатые П. у. на ТД. 2) Неустойчивость (самовозбуждение); величина паразитной индуктивности  $L$  в контуре, образованном диодом и эквивалентной нагрузкой, подключенной параллельно, должна удовлетворять условию  $L < R^2 C$ , где  $C$  — емкость диода и схемы. При  $|R| = 20$  ом и  $C = 10$  пф,  $L \leq 4 \cdot 10^9$  гн. Поэтому для устойчивой работы П. у. необходимо выбрать диод с минимальной собств. индуктивностью и обеспечить безындуктивное подключение нагрузки. В диапазонах УКВ, СВЧ и миллиметровом это требование определяет качество согласования диода с сопротивлениями генератора и нагрузки. 3) Верхняя граничная частота должна быть примерно в 5—10 раз меньше предельной частоты диода:  $f_{пр} = (1/2\pi |R| C) \sqrt{|R|/R_s - 1}$ , где  $R_s$  — сопротивление объема полупроводника и подводящих проводов (сопротивление потерь) диода. Добротность усилит. ступени на туннельных диодах  $K_{уд} \Delta f = 1/2\pi C |R|$ . При  $R = 20$  м,  $C = 10$  пф и  $R_s = 1$  ом,  $f_{пр} = 3,5$  гц. Таким образом, частотные и усилит. свойства таких П. у. улучшаются с уменьшением постоянной времени  $|R| C$  и сопротивления потерь.

Параметрический усилитель на параметрическом полупроводниковом диоде основан на свойстве  $p-n$ -

перехода изменять емкость в соответствии с изменением напряжения на нем. Спец. генератор (генератор накачки) периодически изменяет напряжение на  $p-n$ -переходе. При определенных соотношениях между частотой генератора накачки и частотой входного сигнала энергия генератора накачки преобразуется в энергию усиленного сигнала.

Лит.: 1) Эрглис К. Э., Степаненко И. П., Электронные усилители, М., 1961; 2) Ш и в Ф., Усилители звуковой частоты на полупроводниковых триодах, пер. с англ., М., 1957; 3) Воронцов Ю. И., Ржевкин К. С., Туннельные диоды в усилительных схемах, «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 11; 4) Ш в р ц С., Полупроводниковые схемы. Справочник, пер. с англ., М., 1962.

К. С. Ржевкин.

**ПОЛУТЕНЕВЫЕ ПРИБОРЫ** — поляризаторы, в к-рых поляризатор, в свою очередь, состоит из двух поляризаторов (разделяющих поле зрения на две части), расположенных так, что их плоскости колебаний  $P_1$  и  $P_2$  составляют между собой малый угол  $2\alpha$  (рис. 1). Благодаря этому при установке анализатора в такое положение, когда плоскость его колебаний  $A$  перпендикулярна биссектрисе угла  $2\alpha$  (рис. 1, а), обе половины поля зрения (I и II) имеют одинаковую освещенность, т. е. не полностью погашены (полутень; отсюда и назв. прибора).

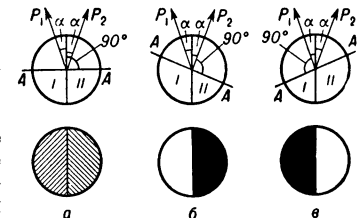


Рис. 1.

При малейшем изменении угла поворота анализатора в ту или другую сторону от указанного положения относит. освещенность обеих половин поля зрения резко изменяется (рис. 1, б и 1, в). Это дает возможность ориентировать плоскость колебаний анализатора более точно, чем в случае обычных поляриметров при скрещенной установке поляризатора и анализатора на полную темноту.

Сложный поляризатор П.п. может быть осуществлен различными способами. Напр., с помощью двух поляризационных призм  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 2), одна из к-рых закрывает половину поля зрения (метод Липпиха), либо путем установки за поляризационной призмой  $P$  пластинки  $M$  в  $1/2$

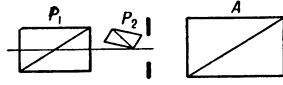


Рис. 2. Полутеневого поляризатора по Липпиху: А — анализатор.

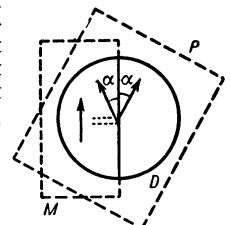


Рис. 3. Полутеневого поляризатора по Лорану: D — диафрагма, ограничивающая поле зрения.

длины волны (метод Лорана), главная плоскость к-рой составляет угол с плоскостью колебаний поляризационной призмы (рис. 3).

П. п. применяются гл. обр. для определения концентрации сахаристых веществ в растворах.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общ. курс физики, т. 3); 2) Ш и л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 3) Справочная книга оптика механика, ч. 1, Л.—М., 1936.

**ПОЛЮС** ф у н к ц и и — изолированная особая точка аналитич. функции, в к-рой ф-ция обращается в бесконечность.

**ПОЛЮСЫ ГЕОМАГНИТНЫЕ** — точки пересечения магнитной оси Земли с земной поверхностью. За 1-е приближение принимается, что Земля — однородно намагниченный шар, магнитная ось к-рого составляет с осью вращения Земли угол ок. 11,5°. Положение П. г. определяется вычислениями. Коор-

динаты П. г. постепенно изменяются. Для эпохи 1960 г. они равны: Северный полюс:  $\varphi = 78,3^\circ$  с. ш.;  $\lambda = 68,3^\circ$  з. д.; Южный полюс:  $\varphi = 78,3^\circ$  ю. ш.;  $\lambda = 111,7^\circ$  в. д. В. П. Орлов.

**ПОЛЮСЫ МАГНИТНЫЕ** Земли — точки на земной поверхности, в к-рых вектор напряженности геомагнитного поля направлен вертикально: вниз на Северном полюсе и вверх на Южном. Положение П. м. на земной поверхности непрерывно изменяется. Их координаты для эпохи 1962 г.: Северный полюс:  $\varphi = 75^\circ$  с. ш.;  $\lambda = 101^\circ$  з. д.; Южный полюс:  $\varphi = 67,5^\circ$  ю. ш.;  $\lambda = 140^\circ$  в. д. В районе нек-рых очень сильных магнитных аномалий (напр., Курской) наблюдаются локальные П. м.

**ПОЛЯ ТЕОРИЯ** — математич. теория, изучающая свойства скалярных и векторных (в общем случае — тензорных) полей, т. е. областей пространства (или плоскости), каждой точке  $P$  к-рых поставлено в соответствие число  $u(P)$  (напр., темп-ра, давление, плотность, магнитная проницаемость) или вектор  $a(P)$  (напр., скорость частицы текущей жидкости, напряженность силового поля, в частности электрического или магнитного поля), или тензор (напр., напряжение в точке упругого тела). Математич. П. т. представляет собой аппарат, с помощью к-рого описывают свойства физич. полей. В релятивистской физике, в частности в *квантовой теории полей*, поля задаются в четырехмерном пространстве-времени.

**Скалярное поле.** Скалярные поля изображаются с помощью поверхностей уровня (линий уровня — для плоских полей), определяемых ур-нием  $u(P) = \text{const}$ . Этот способ изучения широко применяется в физике (эквипотенциальные поверхности), метеорологии (изотермы, изобары и т. д.), геодезии (горизонтали) и др. областях науки. Если существует такая точка  $O$  (или ось), что  $u(P)$  зависит только от расстояния от  $P$  до  $O$  (соответственно, до оси), то поле наз. центральным, или сферическим (соответственно, осевым, или цилиндрическим). Если  $\varphi$ -ция  $u(P)$  имеет непрерывные частные производные, то каждой точке  $P$  соответствует вектор  $\text{grad } u = \left\{ \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial z} \right\}$  — *градиент*, показывающий направление наискорейшего возрастания  $\varphi$ -ции в этой точке.

**Векторное поле.** Для описания векторных полей применяются векторные линии — линии, касающиеся в каждой точке соответствующего вектора поля (в физике они наз. также линиями поля, силовыми линиями, или линиями тока). Дифференциальные ур-ния векторных линий имеют вид  $dx/a_x = dy/a_y = dz/a_z$ , где  $a = \{a_x, a_y, a_z\}$ . Векторные линии, пересекающие нек-рую замкнутую кривую  $L$ , образуют векторную трубку.

Если все векторы поля лежат в одной плоскости, то поле наз. плоским. Если существует такая плоскость, что для всех точек  $P$ , проектирующихся в одну и ту же точку этой плоскости, векторы  $a(P)$  поля равны между собой и параллельны этой плоскости, то поле наз. плоско-параллельным (его изучение может быть сведено к изучению плоского поля). Если все векторы лежат на прямых, проходящих через одну и ту же точку, то поле наз. центральным. В этом случае  $a = \varphi(r) \cdot r$ , где  $\varphi(r)$  — скалярная  $\varphi$ -ция. Центральное поле наз. сферическим, если  $\varphi(r)$  зависит только от длины  $r$  (напр., ньютоновское поле тяготения). Векторное поле наз. цилиндрическим, если все векторы  $a$  лежат на прямых, пересекающих определенную прямую (ось), и перпендикулярны к ней, причем длина  $a$  зависит от расстояния точки до оси (напр., поле электр. напряженности бесконечного цилиндрич. конденсатора).

Изменение векторного поля в окрестности нек-рой точки  $P$  характеризуется в 1-м приближении двумя

величинами: скаляром, наз. *дивергенцией* (или расхождением) поля  $\text{div } a$ , и вектором, наз. *вихрем* (или ротором) поля  $\text{rot } a$ . Для иллюстрации этих понятий рассмотрим поле скоростей стационарного потока жидкости. Частицы жидкости движутся в этом потоке по векторным линиям поля. За бесконечно малый промежуток времени  $\Delta t$  нек-рый объем жидкости  $V$ , окружающий точку  $P$ , перейдет в объем  $V'$ . Если объем  $V$  бесконечно мал, то с точностью до бесконечно малых высшего порядка малости  $V'$  получается из  $V$  растяжением (или сжатием) по трем взаимно-перпендикулярным направлениям, поворотом вокруг нек-рой оси, проходящей через  $P$ , характеризуемым вектором угловой скорости  $\omega$ , лежащим на этой оси, и параллельным переносом на вектор  $a \Delta t$ . Вектор  $2\omega$  наз. вихрем поля, а относительное объемное расширение за единицу времени — дивергенцией поля в точке  $P$ . Скалярное выражение  $\text{div } a$  образует скалярное поле, а вектор  $\text{rot } a$  — векторное поле. Векторные линии поля вихря наз. вихревыми линиями, а векторные трубки поля вихря — вихревыми трубками.

Понятие дивергенции связано с понятием потока векторного поля через поверхность. В случае поля скоростей текущей жидкости потоком поля через гладкую ограниченную поверхность  $\Sigma$  наз. количество жидкости, протекающее через эту поверхность за ед. времени. Поток выражается (с точностью до знака) интегралом:

$$\oint_{\Sigma} a n^0 ds = \int_{\Sigma} (a_x dy dz + a_y dz dx + a_z dx dy),$$

где вектор  $n^0$  — непрерывно изменяющийся свое направление единичный вектор нормали к поверхности  $\Sigma$ . Если  $\Sigma$  — замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $V$ ,  $n^0$  — единичный вектор внешней нормали к ней и жидкость несжимаема, то отличие от нуля потока через  $\Sigma$  означает, что внутри  $\Sigma$  жидкость вводится в поле (если поток положителен) либо отводится из него (если поток отрицателен). Связь потока векторного поля и дивергенции (в случае непрерывности  $\text{div } a$ ) выражается *Остроградского формулой*:

$$\oint_{\Sigma} a n^0 ds = \int_V \text{div } a dV.$$

Поле, не имеющее ни источников, ни стоков, наз. соленоидальным. Поток дифференцируемого соленоидального поля через любую замкнутую поверхность, к-рую можно стянуть в поле в одну точку, равен нулю. Примером соленоидального поля может служить поле скоростей частиц несжимаемой жидкости. Дивергенция во всех точках соленоидального поля равна нулю. Поле вихря любого дважды дифференцируемого векторного поля соленоидально. Всякое соленоидальное поле можно представить в виде  $a = \text{rot } b$ , где  $b$  наз. векторным потенциалом поля.

Для силовых полей работа, совершаемая силами поля при перемещении пробного тела (единичной массы, заряда) по кривой  $L$ , выражается криволинейным интегралом

$$\int_L a dr = \int_L (a_x dx + a_y dy + a_z dz).$$

Если кривая  $L$  замкнута, то этот интеграл наз. циркуляцией поля вдоль кривой  $L$ . Согласно *Стокса формуле*, циркуляция дифференцируемого поля равна потоку вихря через любую поверхность  $\Sigma$ , ограниченную кривой  $L$ :

$$\oint_L a dr = \int_{\Sigma} n^0 \text{rot } a ds.$$

Во многих силовых полях (напр., в поле ньютоновского или кулоновского притяжения) циркуляция

поля по любому замкнутому контуру равна нулю. В таких полях (потенциальных полях) работа, необходимая для перемещения пробного тела из нек-рой фиксированной точки  $A$  в точку  $P$ , является ф-цией  $u(P)$ , наз. *потенциалом* поля, причем  $a = \text{grad } u$ .  
 Лит.: 1) Кочин Н. Е., Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, 7 изд., М., 1951; 2) Дубнов Я. С., Основы векторного исчисления, ч. 1, 4 изд., М.—Л., 1950, ч. 2, М., 1952; 3) Ланг Л. М., Векторное исчисление, пер. с нем., М.—Л., 1936.

**ПОЛЯ ФИЗИЧЕСКИЕ** — физ. системы, обладающие бесконечно большим числом степеней свободы. Относящиеся к такой системе физ. величины не локализованы на к.-л. отдельных материальных частицах с конечным числом степеней свободы, а непрерывно распределены по нек-рой области пространства. Примерами таких систем могут служить гравитационное и электромагнитное поля и волновые поля частиц в квантовой физике (электронно-позитронное, мезонное и т. п.). Для описания П. ф. в каждый момент времени необходимо задать одну или несколько физ. величин в каждой точке области, где имеется поле, т. е. задать полевую ф-цию. Пока речь идет о нерелятивистских процессах, понятие поля можно не вводить. Напр., при рассмотрении гравитационного или кулоновского взаимодействия двух частиц можно считать, что сила взаимодействия возникает лишь при наличии обеих частиц, полагая, что пространство вокруг частиц не играет особенной роли в передаче взаимодействия. Такое представление соответствует т. н. концепции дальнего действия, или действия на расстоянии. Понятие о дальнем действии, однако, является приближением, лишь в нерелятивистском случае физически эквивалентным представлению о том, что действие заряда проявляется только при помещении 2-й, пробной частицы в область пространства, свойства к-рого уже изменены из-за наличия 1-й частицы. Взаимодействие при этом передается постепенно, от точки к точке, в таком измененном пространстве. Это и означает, что 1-я частица создает вокруг себя силовое гравитационное или электрич. поле. Такая концепция ближнего действия находит свое подтверждение при рассмотрении релятивистских процессов. В этом случае, т. е. при движении источников со скоростью, сравнимой со скоростью передачи взаимодействия, говорить о дальнем действии уже нельзя. Именно, изменение состояния одной частицы сопровождается, вообще говоря, изменением ее энергии и импульса, а изменение силы, действующей на другую частицу, наступает лишь через конечный промежуток времени. Доли энергии и импульса, отданные одной частицей и еще не принятые 2-й, принадлежат в течение этого времени полю, их переносящему. Поле, переносящее взаимодействие, является, т. о., само по себе физич. реальностью.

Понятие поля применимо при описании свойств всякой сплошной среды. Сопоставляя каждой точке среды определяющие ее состояние физ. величины (тем-пу, давление, натяжения и т. п.), мы получаем поле этих величин. В этом случае роль упругой среды для передачи взаимодействия очевидна. Первоначальная трудность представить себе немеханич. среду, способную переносить энергию и импульс, породила различные механич. модели эфира как среды, переносящей электромагнитные взаимодействия. Однако все механич. модели эфира противоречат принципу относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*), и от них пришлось отказаться.

Квантовая механика сопоставляет каждой частице поле ее волновой ф-ции, дающее распределение различных относящихся к частице физ. величин. Концепция поля является основной для описания свойств элементарных частиц и их взаимодействий. Конечная цель в этом случае — получение свойств частиц из

ур-ний поля и перестановочных соотношений, определяющих квантовые свойства материи. Возможный вид ур-ний поля ограничен принципами симметрии и инвариантности, являющимися обобщением экспериментальных данных. Лоренц-ковариантность, напр., требует, чтобы волновые ф-ции частиц преобразовывались по неприводимым представлениям группы Лоренца. Таких представлений бесконечно много, однако только часть из них реализуема в природе и соответствует тем или иным элементарным частицам. Реально используются наиболее простые ур-ния полей, являющиеся линейными, локальными и перенормируемыми. Соответственно в существующих теориях П. ф. справедлив весьма важный *суперпозиции принцип* (см. *Квантовая теория полей*). Попытки построения теорий, не удовлетворяющих этим требованиям, — нелинейной, нелокальной и т. п. теорий поля — влекут за собой пересмотр ряда важнейших принципов, существенных при физ. интерпретации теории (принцип суперпозиции, положительность нормы волновой ф-ции и т. д.).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 2); 2) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957. В. П. Павлов.

**ПОЛЯРИЗАТОР** — оптич. устройство для получения линейно-поляризованного света (см. *Поляризация света*). П. входит как основной элемент в различные *поляризационные приборы*.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ СВЕТОФИЛЬТР** — оптич. прибор для фильтрации потока лучистой энергии, действие к-рого основано

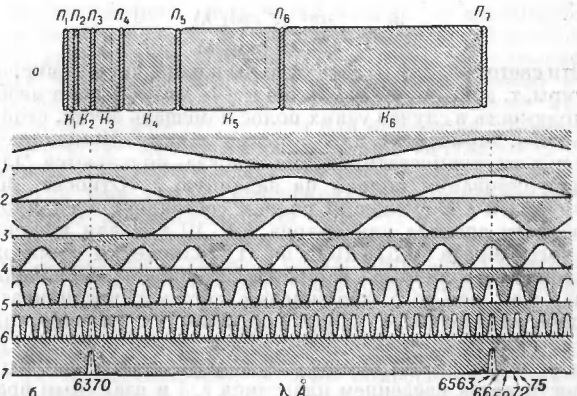


Рис. 1. а — принципиальная структурная схема поляризационно-интерференционного светофильтра (предложена Лио [1] в 1933 г. и Оманом в 1938 г.) из шести элементов; б — пропускание отдельных ступеней 1—6 и всего фильтра в целом — 7.

на многолучевой *интерференции поляризованных лучей*. Расщепление первичного луча на ряд когерентных лучей, отличающихся по фазе, достигается с помощью оптич. *столы*, содержащей поляризаторы  $P_i$  (обычно пленочные) и двоякопреломляющие пластинки  $K_i$  (обычно кварцевые или из исландского шпата), вырезанные параллельно оптич. оси (рис. 1, а). Главные направления поляризаторов ориентированы параллельно; оптич. оси кристаллич. пластинок повернуты на угол  $45^\circ$  по отношению к ним (рис. 2). Колебание светового вектора с амплитудой  $A_i$  после поляризатора  $P_i$  разлагается по осям  $\alpha, \gamma$  кристалла

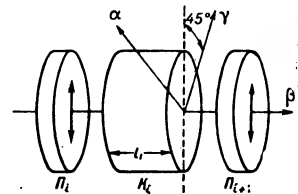


Рис. 2. Схема  $i$ -го элемента поляризационно-интерференционного светофильтра.

по отношению к ним (рис. 2). Колебание светового вектора с амплитудой  $A_i$  после поляризатора  $P_i$  разлагается по осям  $\alpha, \gamma$  кристалла

на два колебания равной амплитуды  $a_i = A_i/\sqrt{2}$ . Эти колебания распространяются в кристаллич. среде с разными скоростями, вследствие чего они приобретают на выходе пластинки разность фаз  $\varphi_i = 2\pi l_i/\lambda$ , где  $\mu = n_\gamma - n_\alpha$  — показатель двойного лучепреломления,  $l_i$  — толщина пластинки  $K_i$ . В поляризаторе  $P_{i+1}$  эти колебания вновь складываются, и амплитуда результирующего колебания, вышедшего из поляризатора  $P_{i+1}$ , равна:  $A_{i+1} = A_i \cos(\pi\mu l_i/\lambda)$ , и различия на длине волн  $\lambda$ . Энергетич. пропускание по спектру элемента равно:

$$T_i = A_{i+1}^2/A_i^2 = \cos^2(\pi\mu l_i/\lambda).$$

Пропускание всей системы получается как произведение пропусканий элементов:

$$T = \prod_i^{1,n} T_i = \prod_i^{1,n} \cos^2(\pi\mu l_i/\lambda).$$

Чтобы пропускание в области рабочих полос было наибольшим, а паразитный фон по спектру наименьшим, толщины  $l_i$  последоват. кристаллов должны быть в два раза большими, т. е.  $l_i = l_1 2^{i-1}$ . Ф-ция  $T$  таких приборов имеет узкие максимумы лишь в области нек-рых длин волн (рис. 1, б, график 7 для  $n = 6$ ).

Действие системы светофильтров в целом может рассматриваться как результат интерференции  $2^n$  лучей, фазы к-рых возрастают по арифметич. прогрессии  $\varphi_0, \varphi_0 + \varphi_1, \varphi_0 + 2\varphi_1, \varphi_0 + 3\varphi_1$ , а амплитуды колебаний одинаковы. При таком рассмотрении спектральное пропускание системы

$$T = \frac{\sin^2(2^n \pi \mu l_1/\lambda)}{2^n \sin^2(\pi \mu l_1/\lambda)}.$$

Эти светофильтры чувствительны к изменению температуры, т. к. при этом меняются  $\mu$  и  $l_i$ , что вызывает необходимость в случае узких полос помещать оптич. стопу в спец. термостат с прозрачными окнами. Изменением темп-ры термостатирования иногда пользуются для центрирования полосы на заданную  $\lambda$ . Относит. величина  $\delta\lambda/\lambda$  смещения полосы составляет в видимой области спектра для кварца  $1,1 \cdot 10^{-4}$ , а для исландского шпата  $0,57 \cdot 10^{-4}$  на  $1^\circ$  изменения темп-ры стопы. Различные варианты приборов позволяют за счет некого усложнения системы увеличивать пропускание [3, 4] и угловое поле [1]. Разработаны системы П.-и. с., в к-рых полосы пропускания могут перемещаться по спектру в значит. диапазоне. Это достигается введением пластинок  $\lambda/4$  и взаимным вращением элементов [4] или введением электрооптич. устройств [5], с помощью к-рых индуцируется двойное лучепреломление, изменяющее разность фаз  $\varphi_i$  в элементах.

Современные П.-и. с. могут иметь очень узкие полосы пропускания, составляющие доли  $\lambda$ , централизованные на заданные длины волн. Пропускание колеблется от 2—3% до 30—40% в зависимости от ширины полосы пропускания и от типа фильтра. Угловое поле для светофильтров с очень узкими полосами составляет  $1-5^\circ$ , а для более широких может достигать  $20-25^\circ$ . Разнообразные системы этих светофильтров находят все большее применение в различных областях исследования. Наиболее широко они используются для астрофизич. наблюдений в лучах отдельных спектральных линий элементов. В частности, большое распространение получили «Солнечные» светофильтры для линии водорода  $H_\alpha(\lambda = 6562,8 \text{ \AA})$ , у к-рых  $\delta\lambda \approx 0,5 \text{ \AA}$  [2]. Фильтры для  $\lambda = 5302,8 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6374,5 \text{ \AA}$  впервые позволили наблюдать корону Солнца вне затмения [1].

Лит.: 1) Lyot В., «Ann. Astrophys.», 1944, т. 7, № 1—2, р. 31; 2) Иоффе С. В., Прокофьева И. А., Эйгенсон М. С., «ДАН СССР», 1950, т. 75, № 5, с. 629; 3) Соус Ж., «Cas Pěst. Fys.», 1953, т. 3, № 5, р. 366; 1955, т. 5, № 1, р. 114;

4) Evans J. W., «J. Opt. Soc. America», 1949, v. 39, № 3, p. 229; 5) Billings В. Н., там же, 1947, v. 37, № 10, p. 738; 6) Гильварг А. Б., Северный А. Б., «ЖТФ», 1949, т. 19, вып. 9; 7) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958, гл. VIII. С. В. Иоффе.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ** — метод определения напряженного состояния деталей машин и стрит. конструкций на прозрачных моделях. Основан на свойстве большинства изотропных материалов (стекло, целлулоид, желатин, пластмассы) под действием нагрузок (деформации) становиться оптически анизотропными — свойстве искусственного двойного лучепреломления при деформации. При этом направления главных осей эллипсоида диэлектрич. проницаемости материала совпадают с направлениями главных осей эллипсоида напряжений, а величины их полуосей связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \epsilon_1 - \epsilon_0 &= C'_1 \sigma_1 + C'_2 (\sigma_2 + \sigma_3), \\ \epsilon_2 - \epsilon_0 &= C'_1 \sigma_2 + C'_2 (\sigma_3 + \sigma_1), \\ \epsilon_3 - \epsilon_0 &= C'_1 \sigma_3 + C'_2 (\sigma_1 + \sigma_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$  — полуоси эллипсоида диэлектрич. проницаемости (главные значения тензора диэлектрич. проницаемости),  $\epsilon_0$  — значение диэлектрич. проницаемости для ненапряженного тела,  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  — главные нормальные напряжения, подлежащие определению,  $C'_1$  и  $C'_2$  — оптич. коэффициенты, зависящие от материала и длины волны  $\lambda$  применяемого света. В рассматриваемых случаях, когда  $\epsilon_i - \epsilon_0 \ll \epsilon_0$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $\epsilon_j = n_j^2$  ( $j = 0, 1, 2, 3$ ), где  $n_0$  — показатель преломления ненапряженного материала,  $n_j$  — главные показатели преломления напряженного материала. Поэтому можно с большой точностью считать  $\epsilon_i - \epsilon_0 = 2n_0(n_i - n_0)$  и ур-ния (1) записать в виде

$$\begin{aligned} n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 (\sigma_2 + \sigma_3), \\ n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 (\sigma_3 + \sigma_1), \\ n_3 - n_0 &= C_1 \sigma_3 + C_2 (\sigma_1 + \sigma_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $C_1 = C'_1/2n_0$  — продольный, а  $C_2 = C'_2/2n_0$  — поперечный оптич. коэффициенты напряжений.

В случае пластинки, нагруженной в своей плоскости,  $\sigma_3$ , направленное нормально к пластинке, равно нулю и одна из главных плоскостей оптич. симметрии совпадает с плоскостью пластинки. Для света, падающего перпендикулярно к плоскости пластинки, ур-ния (2) принимают вид

$$\begin{aligned} n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 \sigma_2, \\ n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 \sigma_1. \end{aligned}$$

Относительная оптич. разность хода

$$\Delta = d(n_1 - n_2) \text{ или } \Delta = Cd(\sigma_1 - \sigma_2)$$

(ур-не Вертгейма), где  $d$  — толщина пластинки,  $C$  — т. н. относительный оптич. коэффициент напряжений. Это ур-ние основное при решении плоских задач П.-о. м. и. н.

Оптич. свойства нагруженной пластинки  $D$  определяют при просвечивании ее в круговом полярикопе (рис. 1), состоящем из источника света  $S$ , поляризатора  $P$ , пластинки в  $1/4$  длины волн, к-рая дает свет, поляризованный по кругу, компенсир. пластинки  $\lambda/4$ , анализатора  $A$  и экрана  $\mathcal{E}$  (фотокамеры). Интенсивность света, падающего на экран, при скрещенном поляризаторе и анализаторе:  $I = I_0 \sin^2(\pi\Delta/\lambda)$ , где  $I_0$  — интенсивность света, вышедшего из поляризатора. При монохроматич. свете в точках интерференционного изображения модели, в к-рых  $\Delta = m\lambda$  ( $m$  — целое число), наблюдается погашение света; в точках, где  $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$ , — максимальная ос-

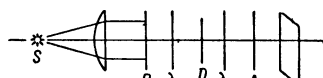


Рис 1

вещность. На изображении модели (рис. 2) получаются светлые и темные полосы разных порядков  $m$  (картина полос). Точки, лежащие на одной и той же полосе, имеют одинаковую  $\Delta$ , т. е. одинаковые  $\sigma_1 - \sigma_2 = 2\tau_{\max} = \Delta/Cd$  ( $\tau_{\max}$  — макс. скальвающие напряжения). При белом свете точки с одинаковыми  $\tau_{\max}$  соединяются линиями одинаковой окраски — изохромами.

Для определения  $\sigma_1 - \sigma_2$  (или  $\tau_{\max}$ ) в данной точке достаточно определить  $C$  для материала модели и измерить компенсатором  $\Delta$  или можно определить цену полосы  $\sigma_0$  модели и подсчитать порядок полосы  $m$  ( $\sigma_0$  — разность главных напряжений в модели, вызывающих разность хода  $\Delta = \lambda$ ;  $C$  и  $\sigma_0$  получают при простом растяжении, сжатии или чистом изгибе на образцах из материала модели). Направления  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  определяют, помещая модель в плоский скрещенный полярископ (при выведенных пластинках  $\lambda/4$ ) с источником белого света. Места экрана, соответствующие точкам модели, где направление  $\sigma_1$  или  $\sigma_2$  совпадает с плоскостью поляризации поляризатора, полностью затемнены. На картину изохром накладываются темные линии — изоклины, — соединяющие точки с одинаковым направлением главных напряжений (направлением плоскости поляризации поляризатора). Вращая полярископ относительно модели, можно определить направление  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в каждой точке модели. Т. к. при норм. просвечивании плоской модели можно получить только разность главных напряжений и их направление, то для определения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в отдельности существуют дополнительные физико-механич. способы измерения  $\sigma_1 + \sigma_2$ , а также графовычислит. методы разделения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  по известным  $\sigma_1 - \sigma_2$  и их направлению.

При трехмерном напряженном состоянии необходимо проводить измерения по толщине объемной модели. Для этого применяются 3 метода.

**Метод «замораживания».** Материалы, обладающие свойством «замораживания» деформаций (эпоксидные смолы, фенолформальдегидные пластмассы и др.), схематически можно рассматривать как материалы, имеющие двухфазную структуру. При нагреве до  $80-120^\circ$  одна часть материала размягчается, а другая — остается упругой. Нагрузке, приложенной к нагретой модели, противостоит неразмягчающийся скелет. Не снимая нагрузки, модель охлаждают до комнатной темп-ры. Размягчившаяся часть снова застывает («замораживается») и удерживает деформацию в скелете после снятия нагрузки. «Замороженную» модель распиливают на тонкие пластинки (срезы) толщиной  $0,6-2$  мм. Деформация не нарушается, т. к. размягчающаяся часть составляет значительно большую долю всего материала, и существует равновесие между скелетом и застывшей частью в малых объемах. В срезах определяется разность псевдоглавных напряжений  $\sigma'_1 - \sigma'_2$  в предположении, что по толщине среза они постоянны ( $\sigma'_1$

и  $\sigma'_2$  — напряжения по площадкам, перпендикулярным срезу, по к-рым отсутствуют касат. напряжения, параллельные плоскости среза). Нагрев среза приводит к «размораживанию» и позволяет непосредственным механич. измерением установить деформацию по толщине среза. Исследования этим методом ведутся в пределах упругих деформаций, т. е. в нагретом состоянии неразмягчающийся скелет должен оставаться упругим. Оптич. измерения производятся: а) на трех срезах, расположенных по трем координатным плоскостям с началом координат в исследуемой точке. Срезы вырезаются из трех идентичных и одинаково «замороженных» моделей и просвечиваются параллельным пучком поляризованного света по нормали к ним. б) На одном срезе, просвечиваемом параллельным пучком поляризованного света по трем направлениям под углами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  к плоскости среза, т. н. метод косоугольного просвечивания. в) На одном срезе, просвечиваемом пучком сходящегося плоскополяризованного света.

**Метод рассеянного света.** Тонкий пучок параллельных лучей поляризованного света пропускается через объемную модель и дает в каждой точке на своем пути рассеянный свет, к-рый наблюдается в направлении, перпендикулярном к пучку. Состояние поляризации по линии каждого луча от точки к точке меняется соответственно напряжениям в этих точках. Измерения основаны на том, что интенсивность света, рассеиваемого элементарным объемом, пропорциональна квадрату компоненты колебания света, нормальной к линии наблюдения. Прохождение рассеянного света через модель не сказывается на измерениях, т. к. рассеянный свет наблюдается без анализатора. Измерения ведутся на нагруженной при комнатной темп-ре или на «замороженной» моделях. Для разделения главных напряжений применяются вычислит. методы или измерения линейных деформаций при «размораживании». Погрешность решения объемной задачи методом «замораживания» только при оптич. измерениях составляет  $5-10\%$ , в методе рассеянного света —  $10-20\%$ .

**Метод составных моделей.** В изготовленную из оптически нечувствительного к напряжениям прозрачного материала (спец. марки органич. стекла) объемную модель вклеивают тонкие пластинки из оптически чувствит. материала (монолитность вклейки и равенство модулей упругости во всех частях обеспечивается). Модель помещается в иммерсионную ванну и нагружается в полярископе при комнатной темп-ре. Измерения во вклейках проводят, как на плоской модели с просвечиванием нормально или под углом к поверхности вклейки.

Описанный П.-о. м. и. н. применяется для изучения напряжений в плоских и объемных деталях в пределах упругости в тех случаях, когда применение вычислит. методов затруднено или невозможно. В последние годы разработано применение П.-о. м. и. н. для изучения пластич. деформаций (фотопластичность), динамич. процессов, темп-рных напряжений (фототермоупругость) и для моделирования задач ползучести (фотоползучесть). Разработано также применение оптически чувствит. наклеек (слоев) на поверхности натуральных деталей. Слой оптически чувствит. материала наносится на полированную поверхность металлич. детали или ее модели в жидком виде и затем подвергается полимеризации или наклеивается на нее в виде пластинки. Измерения производят в пределах пропорциональности между наблюдаемым порядком полос интерференции и деформацией в слое. Применяя нормальное и наклонное просвечивание слоя поляризованным светом, к-рый отражается от поверхности металла, определяют разность и направление главных напряжений на поверхности

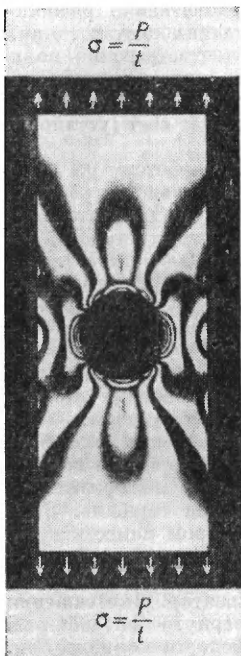


Рис. 2.



детали. Напряжения (деформации) детали могут быть как в пределах, так и за пределом упругости. При решении упруго-пластич. задач на моделях применяют оптически чувствительный прозрачный материал, подчиняющийся за пределом упругости тем же условиям деформирования, что и материал исследуемой детали, а также дающий оптич. эффект в зависимости от напряжений и деформаций за пределом упругости. Галоиды серебра, галлия и их сплавы — «прозрачные металлы» — применяются при решении задач о распределении напряжений в кристаллич. телах, при изучении пластических и упруго-пластич. деформаций, при решении анизотропных и металловедческих задач; целлулоид — для нахождения распределения напряжений при ползучести и за пределом упругости.

При определении темп-ных напряжений применяют 2 метода: 1) в модели воспроизводят темп-ное поле, подобное темп-ному полю исследуемой детали. Определение  $\sigma_1 - \sigma_2$  и их направления ведут обычными способами. 2) В модель без ее нагрева на основе метода дислокаций вводятся напряжения, соответствующие искомому темп-ным.

Т. к. все исследования П.-о. м. и. н. ведутся на моделях, то в конце исследования производится переход от напряжений в модели  $\sigma_{\text{мод}}$  к напряжениям в детали  $\sigma_{\text{дет}} = \sigma_{\text{мод}} \cdot \beta/\alpha$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  — масштабы геометрич. и силового подобий.

Лит.: 1) Пригоровский Н. И., Поляризационно-оптический метод исследования распределения напряжений, в кн.: Справочник машиностроителя, т. 3, М., 1962; 2) Поляризационно-оптический метод исследования напряжений. Труды конференции 13—21 февр. 1958, Л., 1960; 3) Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 1—2, М.—Л., 1948—50.  
В. И. Савченко.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ** — оптические приборы для получения, обнаружения и анализа поляризованного света, а также приборы, в к-рых явлением поляризации света пользуются для оптич. наблюдений и измерений (см. *Поляризация света*). К последним относятся приборы для фотометрич. и пирометрич. измерений, кристаллооптич. исследований, исследования напряжений в прозрачных моделях, исследования вращения плоскости поляризации оптически активными средами и т. п. Для всех этих приборов характерно наличие определенных оптич. элементов: систем, поляризующих свет, двоякопреломляющих пластинок, создающих определенную разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей (см. *Двойное лучепреломление*), и оптич. компенсаторов разности хода (см. *Компенсатор оптический*).

Поляризующие системы обычно основываются на: поляризации света при отражении или преломлении на границе двух диэлектриков; *дихроизме* и двойном лучепреломлении.

**П о л я р и з а т о р ы**, основанные на отражении и преломлении. Свет, отраженный от поверхности раздела двух диэлектриков (напр., воздуха и стекла), частично или полностью поляризован в плоскости падения (см. *Отражение света*). Преломленный луч частично поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Пропуская свет последовательно через стопу стеклянных пластинок под нек-рым углом к их поверхности, можно достичь значит. поляризации проходящего света (см. *Стопа оптическая*). Стопы из пластинок селена (и др. материалов) применяются как поляризующие системы в инфракрасной области спектра.

**П о л я р и з а т о р ы**, основанные на дихроизме. В нек-рых двоякопреломляющих средах обыкновенный и необыкновенный лучи поглощаются при распространении внутри среды неодинаково (явление дихроизма). Если толщина пластинки, вырезанной из такого анизотропного вещества параллельно оптич. оси, достаточна, чтобы один из лучей поглотился практически нацело, то проходящий через пластинку свет будет полностью поляризован. На явление дихроизма основано поляризующее действие кристаллов турмалина и *поляризационных светофильтров*.

**П о л я р и з а т о р ы**, основанные на двойном лучепреломлении, — см. *Поляризационные приемы*.

**П р о с т ы й с ы П. п.** Основная схема, применяемая в П. п., состоит из двух последовательно расположенных на одной оси поляризующих систем (напр., поляризационных призм), наз. соответственно поляризатором и анализатором. Если плоскости поляризации поляризатора и анализатора взаимно-перпендикулярны, то система не пропускает свет (установка на гашение).

**Ф о т о м е т р и ч е с к и е П. п.** — фотометры сравнения, в одну из ветвей к-рых включено устройство, позволяющее отнест. поворотом поляризатора и анализатора изменять интенсивность светового потока в заданное число раз (см. *Малюса закон*). Фотометрич. П. п. применяют в нек-рых спектральных приборах для измерения отнест. интенсивности спектральных линий (см. *Стилометр*), в нек-рых двухлучевых *спектрофотометрах* и др. приборах. К фотометрич. П. п. может быть отнесен также поляриметр Корню, служащий для измерения степени поляризации частично поляризованного света.

**П о л я р и м е т р ы**. Для измерения поворота плоскости поляризации оптически активными веществами применяют в основном схему с поляризатором и анализатором, установленными на гашение. Если между поляризатором и анализатором поместить исследуемое вещество, то при наличии у него оптич. активности плоскость поляризации повернется и свет будет проходить через анализатор. Для гашения света анализатор следует повернуть на нек-рый угол, равный углу поворота плоскости поляризации. Для более точного измерения угла поворота пользуются полутеневыми поляризаторами или анализаторами (см. *Полутеневые приборы*, *Сахариметрия*). Все большее распространение получают автоматич. поляриметры, принцип действия к-рых основан на модуляции света по колебаниям его плоскости поляризации.

**П. п. для кристаллооптических исследований** в простейшем варианте состоят из установленных на гашение поляризатора и анализатора, между к-рыми помещается исследуемый кристалл. Поворачивая кристалл, можно выявить наличие двойного лучепреломления и определить направление оптич. осей. Широкие возможности для кристаллооптич. исследований представляет *микроскоп поляризационный*. Для анализа двоякопреломляющих кристаллов широко применяют П. п., в к-рых наблюдение ведется в сильно сходящихся лучах (конометры, коноскопы). Наблюдающиеся при этом интерференционные картины позволяют установить направление оптич. осей и др. характеристики исследуемых образцов кристаллов. П. п. для исследования и я на п р я ж е н и й предназначены для наблюдения двойного лучепреломления, возникающего в прозрачных моделях строят конструкции, деталей машин и т. п. при наличии в них упругих напряжений. Между поляризатором и анализатором помещают 2 пластинки *четверть длины волны*, ориентированные так, чтобы система гасила свет. Если между пластинками поместить исследуемую модель, то через анализатор можно наблюдать картину светлых и темных полос, характеризующую распределение напряжений

(см. Поляризационно-оптический метод исследования напряжений). Помимо визуальных П. п., применяют фотоэлектрич. П. п., соединяющие в себе поляризац. систему с фотоэлектрич. фотометрами. В этих П. п. приемниками излучения служат фотоэлемент или фотоумножитель, у к-рых область спектральной чувствительности более широка, чем у глаза. Поэтому фотоэлектрич. П. п. применяют для поляризационных измерений как в видимой, так и в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра (описание простейшего фотоэлектрич. поляриметра см. в ст. Поляриметры).

Визуальные и особенно фотоэлектрич. П. п. в сочетании со спектральными приборами (т. н. спектрополяриметры) применяют для спектрополяриметрич. измерений, напр. для измерения степени поляризации или оптич. активности в зависимости от длины волны.

Лит.: 1) Вейгерт Ф., Оптические методы химии, пер. с нем., Л., 1933; гл. XIV; 2) Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 3) Меланхольд Н. М., Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954; 4) Ринне Ф., Берек М., Оптические исследования при помощи поляризационного микроскопа, пер. с нем., М.—Л., 1937; 5) Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 2, М., 1950; 6) Афанасьев В. А., Оптические измерения, М., 1961, гл. 2; 7) Шамбуров В. К., Кудрявцев В. И., Кеймах Р. Я., Принцип действия фотоэлектрического поляриметра с модулятором света по вращению плоскости поляризации, Труды ВНИИКИПродмаш, 1961, № 13.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИЗМЫ** — оптические устройства для получения линейно-поляризованного света. П. п. состоят из двух или более трехгранных призм из одноосных двоякопреломляющих кристаллов (см. Двойное лучепреломление) с различной ориентацией оптич. осей.

Различают П. п. двух видов: П. п., из к-рых выходит один линейно-поляризованный лучок света (однолучевые П. п.), и П. п., из к-рых выходят под углом друг к другу два пучка света, линейно-поляризованных в двух взаимно-перпендикулярных направлениях (двухлучевые, или двоякопреломляющие П. п.). В однолучевых П. п. выделение лишь одного из двух линейно-поляризованных пучков (образующихся в результате двойного лучепреломления) основано на явлении полного внутр. отражения (см. Отражение света). Для этой цели однолучевые П. п. изготавливают из двух трехгранных призм, склеенных прозрачным веществом, показатель преломления ( $n$ ) к-рого имеет величину, близкую к среднему значению показателей преломления обыкновенного ( $n_o$ ) и необыкновенного ( $n_e$ ) лучей. Углы составных призм выбираются такими, чтобы один из лучей на границе склейки призм претерпевал полное внутр. отражение, а другой проходил через призмы. В П. п. существуют предельные значения углов  $i_1$  и  $i_2$

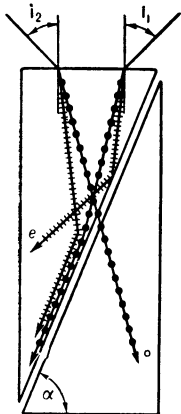


Рис. 1. Предельные значения углов для призмы типа Глана — Томсона. Направления колебаний электрич. вектора указаны на лучах штрихами и точками (в 1-м случае колебания параллельные плоскости рисунка, во 2-м — перпендикулярны); о и е — обыкновенный и необыкновенный лучи.

(рис. 1), при к-рых на границе раздела еще осуществляются условия полного внутреннего отражения для одного из лучей. Сумма этих углов  $e = i_1 + i_2$  наз. апертурой полной поляризации П. п.; ее величина существенна при применении П. п. в сходящихся пучках света.

П. п. изготавливают чаще всего из исландского шпата  $\text{CaCO}_3$ , к-рый прозрачен для волн длиной  $\lambda = 0,2$ —

—2 мк, и кристаллич. кварца  $\text{SiO}_2$ , прозрачного в области  $\lambda = 0,185$ —3,5 мк. Показатели преломления для желтой линии спектра натрия ( $\lambda_D = 5893 \text{ \AA}$ ) у шпата:  $n_o = 1,659$ ,  $n_e = 1,486$ ; у кварца:  $n_o = 1,543$ ,  $n_e = 1,552$ . Материалами для склейки П. п. служат: канадский бальзам ( $n_D = 1,550$ ), льняное масло ( $n_D = 1,48$ ), глицерин ( $n_D = 1,474$ ) и др. Имеются также П. п., в к-рых составные призмы разделены возд. промежутком. Для работы в ультрафиолетовой части спектра применяют П. п., склеенные глицерином, касторовым маслом, и П. п. с возд. промежутком. Различные виды П. п. см. в табл.

Основные типы поляризационных призм.

Вид призмы	Апертурный угол $\epsilon$	Угол плоскости склейки с боковой гранью	Отношение длины к ширине
Призма Николя, склеенная канадским бальзамом . . . . .	29°	22°	3,28
Призма Фуко . . . . .	8°	40°	1,53
Призма Гартнака—Празмовского . . . . .	41,9°	13,9°	4,04
Призма Глана с воздушной прослойкой . . . . .	7,9°	50,3°	0,83
Призма Глазбрука, склеенная: а) канадским бальзамом . . . . .	35°	12,1°	4,65
б) льняным маслом . . . . .	42°	14°	4,02
в) глицерином . . . . .	32,1°	17,3°	3,2
Призма Глана—Томсона, склеенная: а) канадским бальзамом . . . . .	27,5°	13,5°	4,15
б) льняным маслом . . . . .	41°	13,5°	4,15
Призма Франка—Риттера, склеенная канадским бальзамом . . . . .	19°	17,5°	3,17
Призма Осипова-Кинга с прослойкой из плавленого кварца . . . . .	26,5°	23°	2,35
Призма Аренса, склеенная канадским бальзамом . . . . .	35	12,1°	2,32

Призма Николя (рис. 2), изготовленная из  $\text{CaCO}_3$ , имеет форму скошенного параллелепипеда. Благодаря такой форме она (и аналогичная ей призма Фуко с возд. промежутком, рис. 3) вызывает параллельное смещение падающих на нее лучей, что приводит к кругообразному перемещению выходящего из призмы луча при вращении призмы вокруг ее оси. От этого недостатка свободны П. п., имеющие вид прямоугольных параллелепипедов: Глазбрука призма, Глана призма (с возд. промежутком), призма Глана — Томсона (склеенная, см. табл.), призма Франка — Риттера (рис. 4) и др. Призму Осипова-Кинга (см. табл.) изготавливают из  $\text{CaCO}_3$  (с ориентацией оптич. оси как в П. п. Франка — Риттера или Глазбрука) с прослойкой из плавленого кварца между составными призмами. Ее применяют в ультрафиолетовой области спектра. К П. п. относятся также поляризаторы, представляющие собой пластинку из шпата (или др. одноосного кристалла), вклеенную между двумя призмами из стекла (рис. 5), показатель преломления к-рого прибл. равен большему показателю преломления кристалла. На пластинке из шпата не-

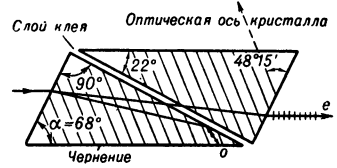


Рис. 2. Призма Николя (вид сбоку); штриховка указывает направление оптич. оси в плоскости чертежа.

П. п., имеющие вид прямоугольных параллелепипедов: Глазбрука призма, Глана призма (с возд. промежутком), призма Глана — Томсона (склеенная, см. табл.), призма Франка — Риттера (рис. 4) и др. Призму Осипова-Кинга (см. табл.) изготавливают из  $\text{CaCO}_3$  (с ориентацией оптич. оси как в П. п. Франка — Риттера или Глазбрука) с прослойкой из плавленого кварца между составными призмами. Ее применяют в ультрафиолетовой области спектра. К П. п. относятся также поляризаторы, представляющие собой пластинку из шпата (или др. одноосного кристалла), вклеенную между двумя призмами из стекла (рис. 5), показатель преломления к-рого прибл. равен большему показателю преломления кристалла. На пластинке из шпата не-

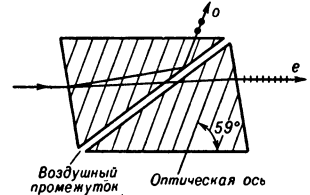


Рис. 3. Укороченная призма Фуко с воздушным промежутком.

П. п., имеющие вид прямоугольных параллелепипедов: Глазбрука призма, Глана призма (с возд. промежутком), призма Глана — Томсона (склеенная, см. табл.), призма Франка — Риттера (рис. 4) и др. Призму Осипова-Кинга (см. табл.) изготавливают из  $\text{CaCO}_3$  (с ориентацией оптич. оси как в П. п. Франка — Риттера или Глазбрука) с прослойкой из плавленого кварца между составными призмами. Ее применяют в ультрафиолетовой области спектра. К П. п. относятся также поляризаторы, представляющие собой пластинку из шпата (или др. одноосного кристалла), вклеенную между двумя призмами из стекла (рис. 5), показатель преломления к-рого прибл. равен большему показателю преломления кристалла. На пластинке из шпата не-

обыкновен. луч претерпевает полное внутри. отражение, а обыкновен. луч через нее проходит. С целью уменьшения габаритов призм и сохранения величины  $\epsilon$  приме-

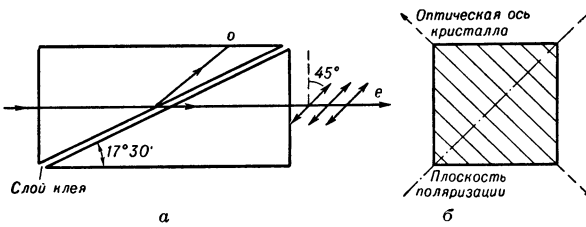


Рис. 4. Призма Франка — Риттера: а — вид сбоку; б — вид по ходу луча.

няют сложные П. п., состоящие из трех (а иногда и большего числа) составных трехгранных призм из одноосных кристаллов. На рис. 6 приведена схема П. п. Аренса (или двойная призма Глазеврука), состоящая из трех трехгранных призм.

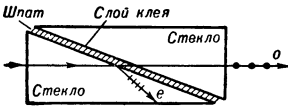


Рис. 5. Поляризатор из стекла и исландского шпата.

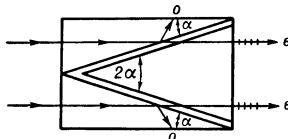


Рис. 6. Призма Аренса.

В двухлучевых П. п. составные трехгранные призмы имеют такую взаимную ориентацию оптич. осей, при к-рой обыкновен. и необыкновен. лучи отклоняются на границе раздела на различные углы. Наиболее широко применяются призмы Рошона (рис. 7, а), Сенармона (рис. 7, б), в к-рых один из выходящих

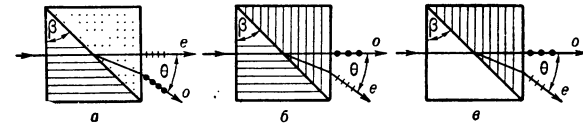


Рис. 7. Двойнопреломляющие призмы: а — призма Рошона; б — призма Сенармона; в — призма из исландского шпата и стекла. Штриховка указывает направление оптич. осей в плоскости чертежа. Точки означают, что оптич. ось перпендикулярна чертежу.

лучей не изменяет своего направления после прохождения через призму, а другой выходит под углом  $\theta = (n_o - n_e) \tan \beta$ , где  $\beta$  — преломляющий угол составных призм. К этому же типу относятся П. п., состоящие из стеклянной призмы и призмы из кристалла (рис. 7, в). В Воластоновской призме оба выходящих луча отклоняются симметрично по отношению к падающему лучу. В случае двухлучевых П. п., изготовленных из шпата, угол  $\beta \approx 30^\circ$ , а в призмах — из кристаллич. кварца  $\beta \approx 60^\circ$ .

Лит.: 1) Вуд Р., Физическая оптика, пер. с англ., М.—Л., 1936, гл. IX, с. 360—63; 2) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957, (Общ. курс физики, т. 3), гл. 16, с. 299; 3) Осипов-Кинг В. А., «ДАН СССР», 1936, т. 4, № 2, с. 55; 4) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 24, V., 1956, S. 429; 5) Ш и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961. А. А. Шчилиловский, В. И. Малышев.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МИКРОСКОП** — см. Микроскоп поляризаационный.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР** в квантовой электродинамике — в теории поляризации вакуума учитывает взаимодействия поля с виртуальными парами заряженных частиц, т. е. влияние электрической поляризации вакуума, возникающей вокруг заряда, на электромагнитное поле. Вследствие этого эффекта ур-ние для вектор-потенциала поля  $A$  приобретает вид

$$(\square - P) A = j, \quad (1)$$

где  $\square$  — оператор Д'Аламбера,  $P$  — П. о.,  $j$  — внешний ток, создающий поле,  $P$  — интегральный оператор. В фурье-представлении он сводится к ф-ции от волнового 4-вектора  $k$ ,  $P(k)$ . Соответственно, Грина функция электромагнитного поля имеет вид

$$G(k) = \frac{1}{k^2 - P(k)}. \quad (2)$$

Понятие П. о. для фотона аналогично понятию массового оператора для др. частиц. Оно учитывает взаимодействие частицы с вакуумом, т. е. с собственными полями. Т. к. полюсы ф-ций Грина дают значения масс частиц, то массовый или поляризаационный операторы определяют «полевую» часть массы частицы. Поэтому можно было бы думать, что и фотон вследствие этого эффекта приобретает массу. Однако особые свойства электромагнитного взаимодействия, выражаемые градиентной инвариантностью, приводят к тому, что масса фотона остается равной нулю, несмотря на взаимодействие с электронно-позитронным вакуумом. Это выражается в равенстве  $P(0) = 0$ .

Понятия П. о. и массового оператора нашли применения в статистич. физике и квантовой теории многих тел. Здесь поляризация реальной среды имеет место даже для электромагнитного поля плоской волны, вследствие чего связь частоты с волновым числом (ур-ние дисперсии) содержит показатель преломления. П. о. и ур-ние типа (2) могут служить для определения спектра возбуждений (т. е. квазичастиц). В. Б. Берестецкий.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ СВЕТОФИЛЬТР** (полярор и д) — поляризатор в виде светофильтра, линейно поляризирующего проходящий сквозь него свет. П. с. представляет собой тонкую ( $\sim 0,05$  мм) поляризирующую свет пленку, заключенную для защиты от механич. повреждений и действия влаги между пластинками из стекла, полиметилметакрилата и т. п. или пленками из ацетилцеллюлозы. Поляризация света обусловлена сильным дихроизмом вещества, образующего поляризирующую пленку или входящего в ее состав. Существует неск. видов П. с.

Герпатитовые П. с. Герпатит — комплексное соединение хирина с серной кислотой, иодиодно-водородной кислотой и иодом. Дихроизм этого соединения обусловлен дихроизмом комплексного аниона. Герпатитовые П. с. выпускались двух типов: а) фильтры из монокристаллич. пленок герпатита («Геротары» или «Бернотары»); б) фильтры в виде пленок, приготовленных из суспензий субмикроскопич. кристалликов герпатита в растворах нитро- или ацетилцеллюлозы; при изготовлении этих пленок кристаллики герпатита ориентируются так, что их оптич. оси располагаются параллельно друг другу. Герпатитовые П. с. пропускают ( $28 \pm 5\%$ ) и рассеивают ( $3,5 \pm 1\%$ ) падающего на них белого света. Их апертурный угол поляризации, т. е. телесный угол, в пределах к-рого не наблюдается изменения степени поляризации с изменением направления луча, составляет ок.  $60^\circ$ .

Иодно-поливиниловые П. с. представляют собой сильно растянутые в одном направлении пленки поливинилового спирта, окрашенные раствором иода в иодистом калии. Ориентированные растяжением молекулярные цепи поливинилового спирта

$-\text{CH}_2-\text{CHON}-\text{CH}_2-\text{CHON}-\text{CH}_2-\text{CHON}-$  с присоединенными к ним анионами  $[\text{I} \cdot \text{J}_{2n}]^-$  образуют упорядоченную структуру дихроичных молекул, почти полностью поляризирующую проходящий свет. Спектральная область, в к-рой они поляризуют свет, шире, чем у герпатитовых, а апертурный угол поляризации достигает  $80^\circ$ . В зависимости от условий изготовления величина их пропускания для белого света может изменяться в пределах ( $30 \pm 10\%$ ) при

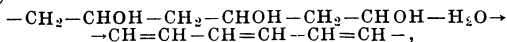
Спектральные характеристики поляризационных светофильтров.

λ	Герapatитовые				Иодно-поливинилловые				Иодно-поливинилловые ультрафиолетовые				Поливиниленовые			
	T <sub>1</sub> %	T <sub>2</sub>    %	T <sub>2</sub> ⊥ %	P %	T <sub>1</sub> %	T <sub>2</sub>    %	T <sub>2</sub> ⊥ %	P %	T <sub>1</sub> %	T <sub>2</sub>    %	T <sub>2</sub> ⊥ %	P %	T <sub>1</sub> %	T <sub>2</sub>    %	T <sub>2</sub> ⊥ %	P %
250									22	12	1,5	88				
300									22	7	0*	>> 99				
350									32	20	0*	>> 99				
400	2				26	14	0*	>> 99	37	29	0*	>> 99	23	16	0*	>> 99
450	15	4			37	25	0*	>> 99	38	29	0*	>> 99	28,5	22	0*	>> 99
500	27	14	0,1	98,7	40	36	0*	>> 99	37	27	0*	>> 99	33	26	0*	>> 99
550	32	20	0,1	99,0	37	29	0*	>> 99	35	24	0*	>> 99	36	31	0*	>> 99
600	34	24	0,1	99,0	35	27	0*	>> 99	34	22,5	0*	>> 99	40	35	0*	>> 99
650	36	27	0,2	98,5	38	32	0*	>> 99	37,5	24,5	0*	>> 99	45	37	0*	>> 99
700	36	31	0,3	98,2	42	35	0*	>> 99	40	29	0*	>> 99	48	41	12	74
750	40	34	1,5	91,5	45	40	0*	>> 99	42,5	34	0*	>> 99	51	44	42	4,5
800	44	36	7,0	67,8	50	45	0,8	98	51	37,5	12	72				
850	50	41	16,9	41,2	59	53	17	72	69	49,5	44	2,4				
900	54	44	24,0	28,2	80	65	53	32	83	62	61	0,12				
950					92	80	76	2	86	67	68	0*				
1000					96	86	86	0	88	82	81	0*				

T<sub>1</sub> — пропускание одиночным светофильтром света длины волны λ; T<sub>2</sub> ||, T<sub>2</sub> ⊥ — пропускание пары поляризационных светофильтров соответственно при параллельном и взаимно-перпендикулярном положении их плоскостей поляризации; P — степень поляризации света; \* — в пределах точности спектрофотометрических измерений.

рассеянии ~0,1%. Варьируя условия изготовления, можно получать иодно-поливинилловые П. с., поляризующие свет не только в видимой, но и в близкой ультрафиолетовой областях спектра. Как герпатитовые, так и иодно-поливинилловые П. с. не выдерживают длительного нагревания до t° > 80°С и продолжит. пребывания во влажной атмосфере.

**Поливиниленовые П. с.** Отщепляя воду от ориентированных молекул в растянутых пленках поливинилового спирта, можно превратить их в молекулы поливинилена:



обладающего собственным резко выраженным дихроизмом. Эти П. с. отличаются от иодно-поливиниловых большей тепло- и влагоустойчивостью. Окрашивая такие пленки растворами йода в иодистом калии, можно получить П. с., поляризующие не только в видимой, но и в близкой инфракрасной областях.

Лит.: 1) Чуряев Л. П., Фаерман Г. П., «ЖТФ», 1944, т. 14, № 4—5, с. 222; 2) Фаерман Г. П., в сб.: Труды сессии, посвящ. памяти акад. С. И. Вавилова, М., 1953, с. 336; 3) Година Д. А., «ЖТФ», 1948, т. 18, вып. 10, с. 1317; 4) Лейкин М. В., Денисюк Ю. Н., «Оптико-механическая пром-сть», 1959, № 9, с. 27; 5) Дистлер Г. И., «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 4, вып. 3, с. 419; 6) Аршинов В. В., Поляризованный свет и его применение, М.—Л., 1945; 7) Land E. H., West C. D., в кн.: Colloid chemistry theoretical and applied, ed. J. Alexander, v. 6, N. Y., 1946, p. 169—90; 8) Land E. H., «J. Opt. Soc. America», 1951, v. 41, № 12, p. 957. Г. П. Фаерман.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ АТОМА** — деформация атома во внешнем электрич. поле. Под действием такого поля происходит смещение электронного облака относительно ядра атома и последний приобретает индуцированный дипольный момент  $m = \alpha E$ , где  $E$  — напряженность электрич. поля, а  $\alpha$  — поляризуемость атома, являющаяся мерой деформируемости его электронных оболочек.  $\alpha$  имеет размерность куба длины и по порядку величины равна  $r^3$ , где  $r$  — радиус атома. Подробнее см. *Поляризация диэлектриков*, Штарка явление. М. А. Ельзевич.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА** — изменение свойств вакуума под воздействием внешнего электрич. тока или электромагнитного поля, состоящее в образовании вблизи заряженной частицы распределенных в объеме заряда и тока и выражающееся в экранировании помещенного в вакуум заряда. П. в. — один из фундаментальных эффектов, предсказанных квантовой электродинамикой и подтвержденных экспериментально. Практически он проявляется на очень малых расстояниях от заряженных частиц. В основе явления лежит образование виртуальных пар частица —

античастица под действием внешнего поля. В результате, если  $A^{BH}(x)$  — вектор-потенциал классич. внешнего поля, а  $I^{BH}(x) = -\square A^{BH}(x)$  — индуцирующий это поле 4-ток, то вследствие П. в. возникают дополнительные ток и потенциал и эффективные значения потенциала и тока  $[A_n^{эфф}(x) \text{ и } I_n^{эфф}(x) \text{ соответственно}]$  отличаются от  $A^{BH}$  и  $I^{BH}$ , так что:  $A_n^{эфф}(x) = A_n^{BH}(x) + \delta A_n(x)$ ;  $I_n^{эфф}(x) = I_n^{BH}(x) + \delta I_n(x)$ . Появление «наведенных» добавок к току и потенциалу в вакууме объясняется возможностью взаимного превращения микрочастиц. В согласии с квантовой электродинамикой, электрон и позитрон, напр., аннигилируют с испусканием фотонов; столкновение фотонов приводит к рождению электронно-позитронных пар и т. д. Такие квантовые переходы физич. системы могут быть виртуальными (см. *Виртуальные частицы*). Вакуум является суперпозицией нулевых колебаний поля, т. е. состояний с виртуально возникающими и исчезающими фотонами, электронно-позитронными парами и парами др. частиц и античастиц. Взаимодействие внешнего тока с нулевыми колебаниями вакуума вызывает неравномерность в пространственном распределении заряда этих виртуальных пар, приводя, следовательно, к П. в.

П. в. входит составной частью в наблюдаемые эффекты квантовой электродинамики. Напр., искажение за счет П. в. кулоновского поля атомного ядра ведет к сдвигу атомных уровней («лэмбовский сдвиг»). П. в. проявляется также в рассеянии электронов на внешнем поле, оно должно проявиться в еще не обнаруженном рассеянии света светом и пр.

Численное значение поправки  $\delta A$  определено ф-лой

$$A_n^{эфф}(x) = \frac{1}{\langle \Phi_0 | S(I) | \Phi_0 \rangle} \langle \Phi_0 | T [A_n(x) S(I)] | \Phi_0 \rangle \quad (1)$$

и тесно связано с полной фотонной ф-цией Грина

$$D_{nm}(x, y) = \frac{1}{i \langle \Phi_0 | S(I=0) | \Phi_0 \rangle} \times \\ \times \langle \Phi_0 | T [A_n(x) A_m(y) S(I=0)] | \Phi_0 \rangle.$$

Здесь  $|\Phi_0\rangle$  — вектор вакуумного состояния системы,  $A_n$  — оператор потенциала во взаимодействии представления,  $T$  — символ хронологич. упорядочения,

$$S = T \exp \left\{ ie \int : \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_n : dx - i \int I_{BH} A_n dx \right\} -$$

матрица рассеяния, описывающая взаимодействие электронно-позитронного поля  $\psi$  с фотонами и учитывающая влияние внешнего тока  $I^{BH}$ . Считая  $I^{BH}$  малым и сохраняя соответственно в (1) лишь члены 1-го порядка по внешнему току, получим соотношение

$$A_n^{эфф}(x) = \int D_{nm}(x, y) I_{BH}^m(y) dy. \quad (2)$$

Поправка  $\delta I$  равна:  $\delta I = -\square \delta A$ . Можно показать, что  $I^{\text{эфф}}$ , а следовательно, и  $\delta I$  удовлетворяют ур-нию непрерывности  $\text{div } I^{\text{эфф}}/\partial x_n = 0$ .

Частный случай П. в. — отклонение потенциала неподвижного точечного заряда  $[I_{\text{вн}}^n(x) = q\delta(r)\delta^{n0}]$  от кулоновского. С точностью до членов порядка  $e^2$  [ф-ла (2)] в единицах  $\hbar=c=1$ :

$$\Phi(r) = A_0^{\text{эфф}}(x) = \frac{q}{4\pi r} [1 + \rho(r)], \quad (3)$$

где

$$\rho(r) \sim e^2 \exp(-2mr) / 16 (\pi m r)^{3/2} \quad (r \gg 1/m), \quad (4)$$

$$\rho(r) \sim -e^2 \ln(mr) / 6\pi^2 \quad (r \ll 1/m). \quad (5)$$

Ф-ция  $\rho$  характеризует степень искажения кулоновского потенциала и, следовательно, степень П. в. На больших расстояниях, т. о., влияние П. в. несущественно. Характеристический размер  $r_0$  области интенсивной П. в., как видно из (4), имеет порядок комптоновской длины волны электрона:  $r_0 \sim 1/m$  (в обычных единицах  $r_0 \sim \hbar/mc \sim 10^{-11}$  см). В этой области сконцентрирована большая часть «наведенного» в вакууме заряда, что равносильно пространственному «размазыванию» исходного точечного «затравочного» заряда  $q$ . Следовательно, никакой заряд, вначале рассматриваемый как точечный, в действительности не ведет себя как таковой. Ясно, что характеристич. расстояние  $r_0 \sim 10^{-11}$  см можно трактовать как минимальный размер эффективного заряда, допустимый П. в. Естественно, что в П. в. принимают участие не только электроны и позитроны, но и др. заряженные частицы (мезоны, протоны и пр.), для к-рых тоже имеет место образование пар. Непосредственное вычисление соответствующих поправок затруднено необходимостью учета сильных взаимодействий. Однако влияние сильновзаимодействующих частиц существенно только на расстояниях  $\sim 10^{-13}$  см, т. к., напр., мезонные массы на два порядка больше массы электрона ( $\hbar/mc \sim 10^{-13}$  см;  $\mu$  — масса мезона).

Выражение  $q[1 + \rho(r)]$ , входящее в (3), можно интерпретировать как реально наблюдаемый заряд частицы. Соответственно, наблюдаемый заряд при  $r \rightarrow \infty$  совпадает с «затравочным», а при  $r \rightarrow 0$  — логарифмически растет. Последнее утверждение, впрочем, следует принимать с осторожностью, т. к., строго говоря, в области малых расстояний (больших импульсов) использованная при расчете теория возмущений неприменима. Рассмотрение процессов, подобных П. в., имело большое значение при создании теории перенормировок. Так, если пользоваться формальным разложением  $S$ -матрицы по степеням  $e$ , то ф-ла (1) приводит к бессмысленному бесконечному выражению. Разумно поэтому считать, что бесконечная вакуумная добавка к заряду уже учтена в его наблюдаемой величине. Это позволяет исключить из рассмотрения расходящуюся часть фотонной ф-ции Грина (см. *Квантовая электродинамика*).

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 2) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 3) Новейшее развитие квантовой электродинамики. Сб. статей, М., 1954. О. И. Завьялов.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЛН** — нарушение осевой симметрии (относительно направления распространения волны) в поперечной волне, выражающееся в том, что величина смещений и скоростей в механич. волне или напряженностей электрического и магнитного полей в электромагнитной волне (далее для краткости все эти величины наз. «смещениями») в разных направлениях, лежащих в плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$  и т. д.), перпендикулярной к направлению распространения волны — оси  $x$  (рис. 1), оказываются различными. Нарушение осевой симметрии может воз-

никнуть: вследствие отсутствия осевой симметрии в возбуждающем волну излучателе; при распространении волн в анизотропной среде; наконец, при преломлении и отражении волн на границе двух сред, т. к. при наклонном падении волны на плоскую границу только одно из направлений, лежащих в плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ), лежит также в плоскости границы [все др. направления в плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ) не лежат в плоскости границы, а пересекают ее под разными углами].

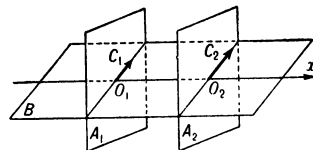


Рис. 1.

Чтобы обнаружить П. в., нужно измерить величины «смещений» в разных направлениях, перпендикулярных к направлению распространения волны. В зависимости от инерции измерит. приборов результаты измерения «смещений» будут различны: безынерционные приборы измеряют мгновенные значения «смещений», приборы же с большой инерцией обычно измеряют среднее квадратичное значение «смещения» за нек-рый промежуток времени. Чем быстрее происходят изменения «смещения», тем затруднительнее измерять его мгновенные значения; для оптич. волн, напр., измерение мгновенных значений напряженностей электрического и магнитного полей практически невозможно.

Характер П. в. определяется тем, как связаны между собой значения «смещений» (мгновенные или среднеквадратичные) для разных направлений, лежащих в плоскостях  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ). Напр., в предельно асимметричном случае, когда направление «смещения» все время лежит в одной и той же плоскости  $B$ , проходящей через направление распространения волны (рис. 1), по какому бы закону ни менялась величина «смещения», среднеквадратичное значение «смещения» имеет наибольшую величину в направлениях  $O_1C_1, O_2C_2, \dots$ , а в перпендикулярных направлениях равно нулю. В этом случае волна наз. плоскополяризованной, а плоскость  $B$ , в к-рой лежат направления «смещения», — плоскостью поляризации.

Свойства излучателей поперечных волн обычно таковы, что каждый отдельный излучатель возбуждает в окружающем пространстве плоскополяризованную волну, и если эта волна распространяется в однородной изотропной среде, то положение плоскости поляризации сохраняется неизменным и определяется ориентировкой излучателя. Поэтому пока источником волн является единств. излучатель, создаваемые им волны в однородной изотропной среде очень часто оказываются плоскополяризованными. Но уже в случае суперпозиции двух

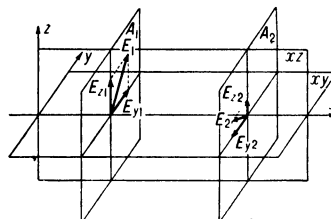


Рис. 2.

волн, создаваемых двумя различными излучателями, явления П. в. выглядят сложнее. Пусть два независимых излучателя расположены так, что они создают плоскополяризованные волны, распространяющиеся в одном и том же направлении  $x$ , и плоскости поляризации обеих волн  $xy$  и  $xz$  перпендикулярны друг другу (рис. 2). Мгновенное значение «смещения» в результирующей волне  $E_1$  равно геометрич. сумме мгновенных значений «смещений» в обеих составляющих волнах  $E_{y1}$  и  $E_{z1}$ . Если мгновенные значения этих «смещений» быстро и хаотически изменяются и средние их значения  $\bar{E}_{y1} = \bar{E}_{z1} = 0$ ,

то мгновенное значение «смещения»  $E_1$  в результирующей волне хаотически изменяется со временем как по величине, так и по направлению; также хаотически изменяется по величине и направлению результирующее «смещение»  $E_2$  и т. д. по мере распространения волн (от  $A_1$  к  $A_2, \dots$ ). Никаких следов поляризации в этой результирующей волне не остается; среднее квадратичное значение «смещения» по всем направлениям в плоскостях  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ) окажется одинаковым. Такую волну наз. неполяризованной, или «естественной волной». Также и в случае суперпозиции плоскополяризованных волн от большого числа независимых и произвольно ориентированных излучателей, каждый из  $k$ -рых создает волны с хаотически меняющейся величиной «смещения», результирующая волна оказывается естественной.

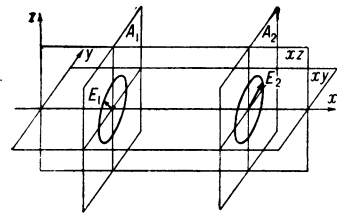


Рис. 3.

Но если два источника создают волны, в  $k$ -рых смещения изменяются со временем по одинаковому закону, то результирующая волна в той или иной степени оказывается поляризованной. Предположим, что в двух волнах, распространяющихся вдоль оси  $x$  и поляризованных в плоскостях  $xy$  и  $xz$  (рис. 3), «смещения»  $E_y$  и  $E_z$  изменяются по гармонич. закону с одинаковой угловой частотой  $\omega$ :

$$E_y = Y \cos(\omega t - kx - \varphi_y); \quad E_z = Z \cos(\omega t - kx - \varphi_z),$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число ( $\lambda$  — длина волны),  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$  — начальные фазы волн, поляризованных в плоскостях  $xy$  и  $xz$ . В результирующей волне вектор «смещения»  $E = jE_y + kE_z$  (где  $j$  и  $k$  — единичные векторы по осям  $y$  и  $z$ ) изменяется так, что конец его описывает с угловой частотой  $\omega$  в плоскостях  $A_1, A_2, \dots$  одинаковые эллипсы. Такая волна наз. эллиптически поляризованной; наличие поляризации в ней сказывается в нарушении осевой симметрии и для среднеквадратичных значений «смещения»  $E^2$ ,  $k$ -рое в разных направлениях в плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ) оказывается различным. Распределение  $E^2$  в плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ) определяет длины и ориентировку полуосей эллипса; направление вращения вектора  $E$  определяется знаком  $(\varphi_y - \varphi_z)$ . Если изменить фазы плоскополяризованных составляющих волн  $\varphi_y$  или  $\varphi_z$  так, чтобы  $\varphi_y = \varphi_z$ , то эллиптически поляризованная результирующая волна превращается в плоскополяризованную (эллипс вырождается в прямую); плоскость поляризации этой волн образует с плоскостью  $xy$  угол  $\alpha = \arctg(z/y)$ .

Когда  $|\varphi_y - \varphi_z| = \pi/2$  и  $Y = Z$ , эллипс, описываемый концом вектора  $E$ , превращается в окружность; такая волна наз. поляризованной по кругу [правому или левому в зависимости от направления вращения вектора,  $k$ -рое, как и прежде, определяется знаком  $(\varphi_y - \varphi_z)$ ]. Наличие круговой поляризации не может быть непосредственно обнаружено при измерении  $E^2$  в разных направлениях плоскости  $A_1$  (или  $A_2, \dots$ ), т. к. длина вектора  $E$  остается неизменной. Асимметрия в волне, поляризованной по кругу, сказывается только в том, что мгновенное значение вектора  $E$  изменяет свое направление со временем. Поэтому, не определяя «мгновенных направлений» вектора  $E$ , непосредственно обнаружить наличие круговой поляризации невозможно. При изменении фазы одной из двух составляющих плоскополяризованных волн на  $\pi/2$  поляризованная по кругу волна превращается в плоскополяризованную и тогда

можно обнаружить наличие плоской поляризации в результате измерения  $E^2$  в разных направлениях.

Описанная выше картина эллиптич. П. в. (и ее частных случаев — круговой и плоской) наблюдается при условии, что  $(\varphi_y - \varphi_z)$  не изменяется за время наблюдения. При изменении  $(\varphi_y - \varphi_z)$  форма эллипса и его ориентировка изменяются и если изменения  $(\varphi_y - \varphi_z)$  за время наблюдения происходят многократно и по величине превосходят  $\pi$ , то приборы, дающие усредненные значения  $E^2$ , не обнаружат никакой асимметрии, т. е. П. в. не обнаруживается. Т. о., при сложении поляризованных волн в результирующей волне можно обнаружить явления поляризации только при условии, что  $(\varphi_y - \varphi_z)$  остается неизменным или изменяется достаточно медленно, т. е. если обе складываемые волны удовлетворяют условно когерентности (так же, как при интерференции волн).

Если условия когерентности соблюдены только частично, напр. только часть излучателей создает волны, поляризованные в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях и когерентные между собой, а другая часть создает некогерентные волны, то наблюдается частичная П. в.; для волн, создаваемых некогерентными излучателями, поляризация отсутствует. В случае частично поляризованных волн каждую из составляющих «смещения» по двум взаимно-перпендикулярным направлениям  $E_y$  и  $E_z$  можно рассматривать как сумму двух «смещений»:

$$E_y = E'_y + E''_y; \quad E_z = E'_z + E''_z,$$

где  $E'_y$  и  $E'_z$  когерентны между собой, а  $E''_y$  и  $E''_z$  некогерентны и между собой и с волнами  $E'_y$  и  $E'_z$ .

Вследствие этого

$$\bar{E}_y^2 = \bar{E}'_y{}^2 + \bar{E}''_y{}^2; \quad \bar{E}_z^2 = \bar{E}'_z{}^2 + \bar{E}''_z{}^2$$

(т. к. для двух некогерентных волн  $\overline{E'E'} = 0$ ).

Разделить поляризованную и неполяризованную компоненты в частично поляризованной волне можно, вводя в одну из составляющих  $E_y$  или  $E_z$  тот или иной сдвиг фазы. Ясно, что в значениях  $\bar{E}_y^2$  и  $\bar{E}_z^2$  неполяризованной компоненты никаких изменений при этом не произойдет (т. к. сдвиги фаз между  $E''_y$  и  $E''_z$  принимают всевозможные значения и введение некого постоянного сдвига фаз в одну из волн ничего не может изменить). Соотношение же между  $\bar{E}_y^2$  и  $\bar{E}_z^2$  в поляризованной компоненте изменяется при изменении сдвига фаз между составляющими  $E'_y$  и  $E'_z$ . Изменяя сдвиг фаз между составляющими  $E_y$  и  $E_z$  и измеряя  $\bar{E}_y^2$  и  $\bar{E}_z^2$  при разных значениях сдвига фаз, можно определить  $\bar{E}'_y{}^2$ ,  $\bar{E}'_z{}^2$ ,  $\bar{E}''_y{}^2$ ,  $\bar{E}''_z{}^2$ , т. е. разделить неполяризованную и поляризованную компоненты частично поляризованной волны, установить характер поляризации (длину и ориентировку полуосей эллипса и направление вращения) и найти отношение плотности потока энергии поляризованной компоненты к общей плотности потока энергии всей волны (т. н. степень поляризации). Т. к. плотность потока энергии волны пропорциональна  $\bar{E}_y^2 + \bar{E}_z^2$ , то степень поляризации

$$P = \frac{\bar{E}'_y{}^2 + \bar{E}'_z{}^2}{\bar{E}'_y{}^2 + \bar{E}'_z{}^2 + \bar{E}''_y{}^2 + \bar{E}''_z{}^2}.$$

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. V, § 4, гл. X, § 7 и 8. С. Э. Хайкин.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАЛЬВАНИЧЕСКАЯ — см. Поляризация электрохимическая.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ.  $\gamma$ -лучи, как и световые лучи, могут обладать линейной и круговой



(или, в общем случае, эллиптической) поляризации. В линейно-поляризованном пучке  $\gamma$ -лучей вектор напряженности электрич. поля  $E$  остается параллельным (или антипараллельным) единичному вектору  $e$  (вектору поляризации);  $e \perp k$ , где  $k$  — волновой вектор, определяющий направление пучка. Плоскостью П. г.-л. обычно наз. плоскость, в к-рой лежат  $E$  и  $k$  (в оптике плоскостью поляризации наз. плоскость, в к-рой лежат  $k$  и  $H$  — вектор напряженности магнитного поля). В циркулярно-поляризованном пучке  $\gamma$ -лучей конец вектора  $E$  вращается вокруг вектора  $k$  (причем  $E \perp k$ ). Если направление вращения  $E$  и направление распространения  $k$  связаны между собой так же, как вращение и движение правого винта, то П. г.-л. называется правой круговой (или правовинтовой) (в оптике используются др. определения: если  $E$  и  $k$  образуют правый винт, то такую поляризацию наз. левой круговой).

Волна, поляризованная по кругу, несет момент количества движения с проекцией  $M_k = \mp W/\omega$  на направление распространения ( $\omega$  — частота излучения;  $W$  — энергия волны). Наряду с энергией отдельного  $\gamma$ -кванта  $W_1 = \hbar\omega$  и импульсом  $p = \hbar k$  (где  $p = \hbar\omega/c$ )  $\gamma$ -квант с круговой поляризацией несет момент количества движения с проекцией  $\mp \hbar \equiv \sigma \hbar$  на направление  $k$  (собств. момент, или спин  $\gamma$ -кванта). Значение  $\sigma$  равно проекции спина. Спин  $s$   $\gamma$ -кванта параллелен импульсу при  $\sigma = +1$  и антипараллелен при  $\sigma = -1$ . Для правой круговой поляризации  $\sigma = +1$ , для левой  $\sigma = -1$ . Величина  $\sigma$  наз. также спиральностью  $\gamma$ -кванта. Циркулярно-поляризованную электромагнитную волну можно представить как суперпозицию двух волн одинаковой амплитуды, линейно-поляризованных во взаимно-перпендикулярных направлениях  $e_1$  и  $e_2$  и с постоянной разностью фаз  $90^\circ$ . Вектор  $\sigma$ , определяющий характер поляризации и равный  $\sigma = \sigma_k^k [e_1, e_2]$ , дает направление проекции спина. Линейно-поляризованный  $\gamma$ -квант можно представить как суперпозицию двух состояний с  $\sigma = +1$  и  $\sigma = -1$  с равным весом.

Для частично поляризованного пучка  $\gamma$ -лучей степень поляризации  $P = (J_1 - J_2)/(J_1 + J_2)$ , где  $J_1$  и  $J_2$  — числа  $\gamma$ -квантов (некогерентных) с двумя противоположными состояниями поляризации. В общем случае состояние поляризации определяется тензором поляризации или матрицей плотности  $\rho = e_\mu e_\nu^*$  ( $\mu, \nu = 1, 2$ ;  $e_\mu, e_\nu$  — комплексные компоненты  $e$ );  $J_1$  и  $J_2$  пропорциональны диагональным элементам матрицы  $\rho$  [1, 2]. В этом самом общем случае  $J_1$  и  $J_2$  равны интенсивностям двух некогерентных эллиптически-поляризованных пучков, эллипсы поляризации к-рых подобны и взаимно-перпендикулярны. Для неполяризованного излучения  $J_1 = J_2$  и  $P = 0$ ; для полностью поляризованного излучения или  $J_1 = 0$ , или  $J_2 = 0$ .

П. г.-л. и структура ядер. Изучение П. г.-л. дает богатую информацию о строении и свойствах атомных ядер. Так, если опыты по угловой корреляции двух последовательных  $\gamma$ -квантов в ядерном каскаде или опыты по угловому распределению  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер не дают сведений о типе  $\gamma$ -перехода (электрическом или магнитном) и о четности уровней, между к-рыми происходит переход, то одновременное измерение линейной поляризации одного из излучаемых  $\gamma$ -квантов позволяет получить указанные сведения (см. Угловые распределения и угловые корреляции).

Особо важную роль сыграли опыты по измерению круговой П. г.-л. следующих за  $\beta$ -распадом ядер:  $\gamma$ -кванты, испущенные параллельно или антипараллельно  $\beta$ -частице, оказались поляризованными по кругу, что явилось одним из доказательств несохра-

нения четности в  $\beta$ -распаде. Степень поляризации зависит от типа  $\beta$ -взаимодействия (см. Бета-распад, Слабые взаимодействия). Измерение круговой поляризации  $\gamma$ -квантов, следующих за  $K$ -захватом, позволило установить знак спиральности нейтрино.

Линейная П. г.-л. Если измеряется линейная поляризация  $n$ -го  $\gamma$ -кванта каскада ( $n = 1$  или  $2$ ), то (при отсутствии смеси мультиполей) распределение поляризации дается выражением [3—6]:

$$w_n(\theta, \varphi) = \sum_{\nu} A_{\nu} \{ P_{\nu}(\cos \theta) + (-1)^{\tau_n} K_{\nu}(n) \times \cos 2\varphi_n P_{\nu}^{(2)}(\cos \theta) \}. \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  — угол между направлениями вылета 1-го и 2-го квантов,  $\varphi_n$  — угол между направлением  $E$   $n$ -го кванта и плоскостью  $(k_1, k_2)$ ,  $P_{\nu}(\cos \theta)$  — полиномы Лежандра,  $P_{\nu}^{(2)}(\cos \theta)$  — присоединенные полиномы Лежандра, фаза  $(-1)^{\tau_n} = +1$ , если  $n$ -й квант магнитного типа, и  $(-1)^{\tau_n} = -1$  для излучения электрич. типа;

$$K_{\nu}(n) = [2\nu(\nu+1)L_n(L_n+1)(\nu-2)!] \times \{ [\nu(\nu+1) - 2L_n(L_n+1)](\nu+2)! \}^{-1}$$

$A_{\nu}$  — коэфф. в ф-ции угловой корреляции рассматриваемого каскада:  $w(\theta) = \sum_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta)$ ; причем  $A_{\nu} =$

$= F_{\nu}(1)F_{\nu}(2) = F_{\nu}(L_1 L_1 j_1 j_1) F_{\nu}(L_2 L_2 j_2 j_2)$ , а  $F_{\nu}(n)$  — табулированы в [3—5];  $j_1 \rightarrow j \rightarrow j_2$  — спины уровней, между к-рыми происходит переход;  $\nu = 0; 2; 4 \dots$  Ф-лы неск. сложнее для смеси мультиполей [3—6]. Экспериментально измеряется интенсивность поляризованного излучения только при двух значениях:  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$ , так что  $\cos 2\varphi_n = \pm 1$ . Отношение интенсивностей  $J_0/J_{90} = w(\varphi = 0^\circ)/w(\varphi = 90^\circ)$  излучений, поляризованных в плоскости  $(k_1, k_2)$  и в перпендикулярной плоскости, обычно значительно отличается для переходов разной четности. Степень линейной поляризации  $P_1 = (J_0/J_{90} - 1)/(J_0/J_{90} + 1) = [\sum_{\nu} (-1)^{\tau_n} A_{\nu} K_{\nu}(n) P_{\nu}^{(2)}(\cos \theta)] / [\sum_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta)]$ .

Пример: для  $\gamma$ -каскада в  $\text{Pd}^{108}$ :  $j_1 = 0, j_2 = 2$ ;  $j_2 = 0$ ;  $L_1 = 2, L_2 = 2, E_{\gamma 1} = 624 \text{ кэВ}, E_{\gamma 2} = 513 \text{ кэВ}$ , четность основного состояния ( $j_2$ ) положительна. Если оба перехода электрич. типа:  $0^+(E2)2^+(E2)0^+$ , то при  $\theta = 90^\circ$  (при любом  $n$ )  $J_0/J_{90} = \infty$  (или  $P_1 = +1$ ), т. е. излучение полностью поляризовано в плоскости  $(k_1, k_2)$ . Если оба перехода магнитного типа:  $0^+(M2)2^-(M2)0^+$ , то  $J_0/J_{90} = 0$  (или  $P_1 = -1$ ), т. е.  $\gamma$ -излучение полностью поляризовано в перпендикулярной плоскости.

Те же сведения о ядрах, к-рые позволяют получить измерения угловых и поляризационных корреляций, дает также изучение углового распределения и линейной поляризации  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер. Соответствующие выражения получаются (при отсутствии смеси) из (1) заменой  $F_{\nu}(L, L, j, j)$  на ориентационный параметр  $B_{\nu} = (2\nu+1)^{1/2} \sum C_{jm, \nu 0}^{jm} \cdot \omega(m)$ . Здесь  $C_{jm, \nu 0}^{jm}$  — коэфф. Клебша-Гордана,  $j$  — спин возбужденного уровня ориентированного ядра,  $\omega(m)$  — относит. заселенность подуровней с разными значениями магнитного квантового числа  $m$  ( $-j \leq m \leq j$ ),  $\theta$  в данном случае — угол между направлением вектора поляризации ядер и вектором  $k$ .

Круговая П. г.-л. Корреляция между круговыми поляризациями  $\gamma$ -квантов каскада (в случае чистых мультиполей) определяется выражением

$$w(\theta, \sigma_1, \sigma_2) = \sum_{\nu} (-1)^{\nu} \sigma_1^{\nu} F_{\nu}(1) \sigma_2^{\nu} F_{\nu}(2) P_{\nu}(\cos \theta). \quad (2)$$

Сумма берется по всем  $\nu$ , как четным, так и нечетным. Смесь мультиполей рассмотрена в [3—6].

Круговая поляризация  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер имеет место только в том случае, если ядра поляризованы, и отсутствует, если ядра выстроены. Распределение поляризации излучения ориентированных ядер получается из (2) заменой  $\sigma_\nu F_\nu(1)$  на ориентационный параметр  $B_\nu$ .

Если ядра ориентированы магнитным полем, то знак круговой поляризации позволяет определить знак магнитного момента возбужденного уровня ядра.

$\gamma$ -излучение, поляризованное по кругу, сопровождается захват ядрами поляризованных частиц в реакциях  $\nu\mu$  или  $\mu\nu$ . Пример: если нейтроны захватываются ядром со спином 0, то поскольку орбитальный момент таких нейтронов равен нулю, образуются ядра со спином  $1/2$ , полностью поляризованные в направлении поляризации пучка нейтронов. Распределение П. г.-л. такое же, как для излучения поляризованных ядер.

Коэфф.  $F_\nu$  и  $B_\nu$  зависит от спина ядер, и все вышеприведенные зависимости используются для экспериментального определения спинов возбужденных уровней ядер и мультипольности ядерных переходов.

$\beta - \gamma$ -поляризационно-угловая корреляция описывается той же  $\Phi$ -лой (2), но с умножением каждого члена на частичный параметр  $b_\nu$ , зависящий от матричных элементов  $\beta$ -перехода.

Методы измерения П. г.-л. Степень П. г.-л. можно определить, измеряя угловое распределение и поляризацию как рассеянных  $\gamma$ -лучей, так и вторичных частиц, появляющихся при взаимодействии  $\gamma$ -лучей с веществом. Применяются след. методы. Комптоновское рассеяние. Рассеяние фотона на электроне определяется *Клейна-Ницина формулой*.

Для измерения круговой поляризации необходимо учесть в ней члены, зависящие от направления спина электронов в намагниченном рассеивателе.

Для измерения линейной поляризации применяется комптоновский поляриметр [8] (рис. 1). Счетчики А и В регистрируют угол  $\theta$ . Счетчик В одновременно является рассеивателем. Рассеянные  $\gamma$ -кванты регистрируются счетчиком С. Комптоновское рассеяние происходит гл. обр.

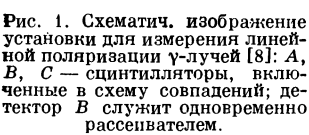


Рис. 1. Схематич. изображение установки для измерения линейной поляризации  $\gamma$ -лучей [8]: А, В, С — сцинтилляторы, включенные в схему совпадений; детектор В служит одновременно рассеивателем.

в направлении, перпендикулярном плоскости  $ke_1$  (перпендикулярно электр. вектору), т. е.  $d\sigma(\chi = 90^\circ) > d\sigma(\chi = 0^\circ)$ . Если рассеиватель не намагничен, отношение асимметрии

$$R = \frac{d\sigma(\chi = 90^\circ)}{d\sigma(\chi = 0^\circ)} = \frac{\omega'\omega' + \omega'\omega - \sin^2\theta + P_1 \sin^2\theta}{\omega'\omega' + \omega'\omega - \sin^2\theta - P_1 \sin^2\theta} \quad (3)$$

Здесь  $\omega'$  и  $\omega'$  — круговые частоты первичного и рассеянного фотонов,  $\theta$  — угол рассеяния (угол  $kk'$ ),  $\chi$  — угол между плоскостью рассеяния (плоскостью  $kk'$ ) и плоскостью поляризации первичного фотона. Анизотропия  $(R - 1)/(R + 1)$  пропорциональна степени поляризации:

$$(R - 1)/(R + 1) = P_1 \sin^2\theta / (\omega'\omega' + \omega'\omega - \sin^2\theta) \quad (4)$$

$\omega/\omega' = 1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)$  по  $\Phi$ -ле Комптона.

На рис. 2 дана зависимость от энергии  $\gamma$ -квантов угла  $\theta_m$ , при  $\kappa$ -ром анизотропия  $(R - 1)/(R + 1)$  максимальна. В нижней части рис. дана величина  $(R - 1)/(R + 1)$  для данного угла  $\theta_m$  и данной энер-

гии. Вместо рассеянных  $\gamma$ -квантов можно наблюдать также электроны отдачи, испущенные под углом  $\Phi_m$  в той же плоскости рассеяния. Величина  $R$  остается той же. Комптоновский поляриметр применим при  $E_\gamma < 10 \text{ Мэв}$ , т. к. при бóльшей энергии асимметрия рассеяния становится очень малой. Практически  $R'$  — относит. эффективность регистрации поляриметров квантов, поляризованных в перпендикулярных плоскостях, оказывается  $< R$ , рассчитанного по  $\Phi$ -ле (3), из-за конечных угловых размеров детекторов. В опытах [8] для случая  $\gamma$ -каскада в  $\text{Pd}^{106}$  для  $\theta = 90^\circ$



Рис. 2. Анизотропия комптоновского рассеяния, обусловленная линейной поляризацией  $\gamma$ -лучей  $(R - 1)/(R + 1)$  при угле  $\theta_m$  рассеяния  $\gamma$ -кванта, при  $\kappa$ -ром эта величина максимальна; по оси абсцисс — энергия  $\gamma$ -лучей; на верхней половине рис.  $\theta_m$ ; пунктир — угол  $\Phi_m$  вылета электрона отдачи для данного  $\theta_m$ .

было найдено экспериментально  $R' = 2$ . На опыте измеряется  $N_{\parallel}/N_{\perp}$  — отношение числа тройных совпадений при  $\Phi = 0$  к числу совпадений при  $\Phi = 90^\circ$  (угол  $\Phi$  — см. рис. 1):

$$\begin{aligned} N_{\parallel}/N_{\perp} &= [(J_0 + (J_{00} \cdot R')]/[(J_0 R' + J_{00})] = \\ &= [(J_0/J_{00}) + R']/[(J_0/J_{00}) R' + 1]. \end{aligned} \quad (5)$$

Для перехода  $4^+ (2) 2^+ (2) 0^+$  в  $\text{Ti}^{46}$  отношение  $N_{\parallel}/N_{\perp}$ , рассчитанное по  $\Phi$ -лам (1) и (5) при  $R' = 2$  для мультипольности квантов каскада  $(E2, E2)$ ,  $(E2, M2)$  или  $(M2, E2)$ ,  $(M2, M2)$  показана на рис. 3.

На рис. 4 приведено отношение  $d\sigma_3/d\sigma_0$  зависящей от круговой поляризации части эффективного поперечного сечения комптоновского рассеяния к обычному. Кривая имеет максимумы для рассеяния назад ( $\theta = 180^\circ$ ) и вперед ( $\theta \approx 60^\circ$  при  $0,2 \text{ Мэв} \leq E_\gamma \leq 1 \text{ Мэв}$ ).

Экспериментальная установка [9] для изучения корреляции круговой П. г.-л. и угла между направ-

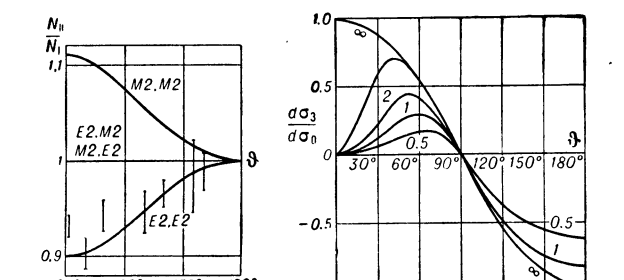


Рис. 3. Теоретич. кривые  $N_{\parallel}/N_{\perp}$  для разных мультипольностей каскадного перехода  $4^+ (\gamma 1118 \text{ кэв}) 2^+ (\gamma 892 \text{ кэв}) 0^+$  в ядре  $\text{Ti}^{46}$ ; экспериментальные данные из [8].

Рис. 4. Отношение зависящей от круговой поляризации части дифференциального эффективного сечения комптоновского рассеяния к обычному комптоновскому сечению, как  $\Phi$ -ция угла рассеяния для случая  $\Psi = 180^\circ$ : спин электронов антипараллелен  $k$ ; энергия в единицах  $mc^2$ .

лениями вылета  $\gamma$ - и  $\beta$ -частиц путем наблюдения рассеяния вперед на намагниченном железе изображена на рис. 5. Рассеивающий магнит аксиально симметричен. Т. к. при насыщении только 8% электронов в железе ориентируются, то даже для пол-

ностью поляризованного по кругу излучения относит. различие в скорости счета при изменении направления магнитного поля невелико ( $\approx 8\%$ ), что очень усложняет опыты. Опыты с  $\beta$  —  $\gamma$ -корреляцией при распаде  $\text{Co}^{60}$  и ряда др. ядер выполнены на установках описанного типа.

Если же электроны рассеивателя ориентированы под углом  $\Psi = 90^\circ$  к пучку квантов, то сечение рассеяния вдоль направления спины повернуть на  $180^\circ$  (метод Бэрда и Роуза).

Созданы также установки, в которых используется разница в рассеянии право- и левополяризованных квантов на намагниченном железе (рис. 6).

Недостатком методов, основанных на комптоновском рассеянии, является то, что его эффективное сечение падает с ростом энергии  $\gamma$ -лучей.

Другие методы регистрации П. г.-л. К поляризации чувствительно эффективное сечение фотоэффекта: при небольших энергиях  $\gamma$ -лучей электрон вылетает из атома преимущественно в направлении электрич. вектора поглощенного  $\gamma$ -кванта. Однако при больших энергиях ( $E_\gamma > 0,4 \text{ Мэв}$ ) такая зависимость уже не имеет места. Круговую П. г.-л. можно зарегистрировать, если измерять продольную поляризацию фотоэлектронов. Степень поляризации электронов мала при малой энергии  $\gamma$ -лучей, но быстро возрастает с энергией и для  $E_\gamma = 1 \text{ Мэв}$  составляет 0,82. При рождении  $\gamma$ -квантом электронно-позитронной пары существует корреляция между плоскостью разлета пары и плоскостью поляризации. Однако как эту зависимость, так и зависимость продольной поляризации пары от круговой П. г.-л. трудно использовать практически.

Для измерения П. г.-л. высоких энергий был успешно использован фотоядерный эффект. При энергии  $\gamma$ -лучей от 5 до 50  $\text{Мэв}$  фотопротоны при фоторасщеплении дейтрона распределены по закону  $\cos^2 \psi$ , где  $\psi$  — угол между направлением вылета протона и электрическим вектором  $\gamma$ -кванта. При очень больших энергиях  $\gamma$ -лучей их круговая поляризация, в принципе, может быть измерена по величине поляризации фотопротонов или фотонейтронов, испускаемых неполяризованными ядрами.

Поляризация аннигиляционного излучения. Два аннигиляционных кванта, разлетающихся в противоположных направлениях, несут суммарный момент количества движения, равный нулю, и, следовательно, обладают круговой поляризацией одного знака. Это было проверено экспериментально по рассеянию  $\gamma$ -квантов на намагниченном железе.

Аннигиляционные кванты линейно поляризованы во взаимно-перпендикулярных плоскостях при угле разлета  $180^\circ$ . В опытах направление  $\gamma$ -квантов фикси-

ровалось каналом в свинце. Линейная поляризация измерялась двумя комптоновскими поляриметрами, установленными на выходах из канала. Счетчики поляриметров могли вращаться вокруг оси канала. Было найдено [10] отношение числа отсчетов при компланарном и взаимно-перпендикулярном расположении плоскостей поляриметров  $N_{\perp}/N_{\parallel} = 1,7 \pm 0,2$ , что не противоречит 100%-ной взаимно-перпендикулярной ориентации плоскостей поляризации разлетающихся  $\gamma$ -квантов. Другие аналогичные опыты описаны в [6, 11].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2), § 50; 2) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, § 2—6, 27—29; 3) Долгинов А. З., в кн.: Гамма-лучи, [под ред. Л. А. Слива], М.—Л., 1961, гл. 6, § 1, 2, 4, § 10, § 14; 4) Biedenharn L. C., Rose M. E., «Revs Modern Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 5) Вагстра А. Х., Нийх Г. И., Ван Лигшт Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960; 6) Fagg L. W., Hanna S. S., «Revs Modern Phys.», 1959, v. 31, № 3, p. 711; 7) Альдер К. [и др.], в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., под ред. Л. А. Слива, М., 1958; 8) Metzger F., Deutsch M., «Phys. Rev.», 1950, v. 78, № 5, p. 551; 9) Шоппер Х., «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 513; 10) Власов Н. А., Дзюбелов Б. С., «ДАН СССР», 1949, т. 69, № 6, с. 777; 11) Дебенедедти С., в кн.: Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959. М. А. Листенгаартен.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ — состояние вещества, характеризующееся наличием дипольного момента у любого элемента его объема. Различают П. д., возникающую под действием внешнего электрич. поля и исчезающую после его удаления, и самопроизвольную (спонтанную) поляризацию (см. *Сегнетоэлектрики*).

Макроскопически П. д. приводит к появлению на поверхности вещества связанных зарядов и соответствующего им обратного поля, уменьшающего внешнее электрич. поле. Численно П. д. характеризуется дипольным (электрическим) моментом ед. объема  $P = d\mathcal{P}/dV$  ( $\mathcal{P}$  — дипольный момент всего образца,  $V$  — его объем). Вектор  $P$  («поляризация») связан с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  соотношением [1—5]:

$$P = (\epsilon - 1)/4\pi E, \quad (1)$$

где  $E$  — напряженность среднего макроскопич. поля в диэлектрике.

С молекулярной точки зрения, П. д. заключается в смещении упруго связанных зарядов, образующих молекулу, атом или ион диэлектрика, в электрич. поле (упругая П. д.) и в появлении упорядоченности в хаотическом тепловом движении слабо связанных дипольных молекул и ионов под действием электрич. поля [релаксационная (тепловая) П. д.]; последняя возникает за счет зарядов, имеющих неск. положений равновесия, каждое из к-рых они могут занимать с нек-рой вполне определенной вероятностью [3].

По определению,  $P$  представляет собой сумму дипольных моментов частиц диэлектрика, расположенных в ед. объема:  $P = \sum_{j=1}^{N_0} m_j$ , где  $N_0$  — число частиц

в ед. объема,  $m_j = \alpha_j E_{\text{лок}j}$  — дипольный момент любой  $j$ -й частицы ( $E_{\text{лок}j}$  — локальное поле, действующее на  $j$ -ю частицу,  $\alpha_j$  — поляризуемость  $j$ -й частицы). В сильных электрич. полях следует учитывать эффекты насыщения: нелинейную зависимость  $m$  и  $P$  от  $E$  [2]. Из (1) с учетом приведенных соотношений следует ф-ла, связывающая макроскопич. величину  $\epsilon$  с молекулярными параметрами диэлектрика  $\alpha$ ,  $\bar{m}$ ,  $N_0$ ,  $E_{\text{лок}}$  и др.:

$$\epsilon = 1 + 4\pi N_0 \bar{m}/E = 1 + 4\pi N_0 \alpha E_{\text{лок}}/E. \quad (2)$$

Цель теории П. д. состоит в том, чтобы, исключив поля из соотношения (2), получить ф-лу, связываю-

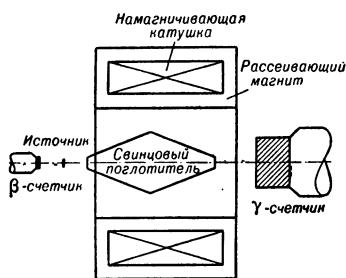


Рис. 5. Схематическое изображение установки для измерения круговой поляризации  $\gamma$ -лучей [9];  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчики включены в схему совпадений.

полном сечении комптоновского и левополяризованных квантов на намагниченном железе (рис. 6).

Недостатком методов, основанных на комптоновском рассеянии, является то, что его эффективное сечение падает с ростом энергии  $\gamma$ -лучей.

Другие методы регистрации П. г.-л. К поляризации чувствительно эффективное сечение фотоэффекта: при небольших энергиях  $\gamma$ -лучей электрон вылетает из атома преимущественно в направлении электрич. вектора поглощенного  $\gamma$ -кванта. Однако при больших энергиях ( $E_\gamma > 0,4 \text{ Мэв}$ ) такая зависимость уже не имеет места. Круговую П. г.-л. можно зарегистрировать, если измерять продольную поляризацию фотоэлектронов. Степень поляризации электронов мала при малой энергии  $\gamma$ -лучей, но быстро возрастает с энергией и для  $E_\gamma = 1 \text{ Мэв}$  составляет 0,82. При рождении  $\gamma$ -квантом электронно-позитронной пары существует корреляция между плоскостью разлета пары и плоскостью поляризации. Однако как эту зависимость, так и зависимость продольной поляризации пары от круговой П. г.-л. трудно использовать практически.

Для измерения П. г.-л. высоких энергий был успешно использован фотоядерный эффект. При энергии  $\gamma$ -лучей от 5 до 50  $\text{Мэв}$  фотопротоны при фоторасщеплении дейтрона распределены по закону  $\cos^2 \psi$ , где  $\psi$  — угол между направлением вылета протона и электрическим вектором  $\gamma$ -кванта. При очень больших энергиях  $\gamma$ -лучей их круговая поляризация, в принципе, может быть измерена по величине поляризации фотопротонов или фотонейтронов, испускаемых неполяризованными ядрами.

Поляризация аннигиляционного излучения. Два аннигиляционных кванта, разлетающихся в противоположных направлениях, несут суммарный момент количества движения, равный нулю, и, следовательно, обладают круговой поляризацией одного знака. Это было проверено экспериментально по рассеянию  $\gamma$ -квантов на намагниченном железе.

Аннигиляционные кванты линейно поляризованы во взаимно-перпендикулярных плоскостях при угле разлета  $180^\circ$ . В опытах направление  $\gamma$ -квантов фикси-

ровалось каналом в свинце. Линейная поляризация измерялась двумя комптоновскими поляриметрами, установленными на выходах из канала. Счетчики поляриметров могли вращаться вокруг оси канала. Было найдено [10] отношение числа отсчетов при компланарном и взаимно-перпендикулярном расположении плоскостей поляриметров  $N_{\perp}/N_{\parallel} = 1,7 \pm 0,2$ , что не противоречит 100%-ной взаимно-перпендикулярной ориентации плоскостей поляризации разлетающихся  $\gamma$ -квантов. Другие аналогичные опыты описаны в [6, 11].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2), § 50; 2) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, § 2—6, 27—29; 3) Долгинов А. З., в кн.: Гамма-лучи, [под ред. Л. А. Слива], М.—Л., 1961, гл. 6, § 1, 2, 4, § 10, § 14; 4) Biedenharn L. C., Rose M. E., «Revs Modern Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 5) Вагстра А. Х., Нийх Г. И., Ван Лигшт Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960; 6) Fagg L. W., Hanna S. S., «Revs Modern Phys.», 1959, v. 31, № 3, p. 711; 7) Альдер К. [и др.], в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., под ред. Л. А. Слива, М., 1958; 8) Metzger F., Deutsch M., «Phys. Rev.», 1950, v. 78, № 5, p. 551; 9) Шоппер Х., «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 513; 10) Власов Н. А., Дзюбелов Б. С., «ДАН СССР», 1949, т. 69, № 6, с. 777; 11) Дебенедедти С., в кн.: Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959. М. А. Листенгаартен.

щю  $\epsilon$  с молекулярными константами диэлектрика и с параметрами, характеризующими внешние условия, в к-рых он находится (темп-ра, давление и др.). Это достигается либо вычислением  $E_{\text{лок}}$ , либо вычислением  $\bar{m}$ . Для вычисления  $E_{\text{лок}}$  часто применяется метод Лоренца [1—7], согласно к-рому

$$E_{\text{лок}} = E + (4\pi/3) P + E_{\text{доб}} \quad (3)$$

$E_{\text{доб}}$  характеризует «ближнее» взаимодействие дипольных частиц (расположенных внутри сферы Лоренца). Средний дипольный момент частицы  $\bar{m}$ , как правило, вычисляется статистич. методами с помощью распределения Больцмана (см. *Больцмана статистика*) или *канонического распределения*.

Упругую поляризацию можно описать след. общей моделью. На упруго связанную заряженную частицу, совершающую тепловые колебания относительно нек-рого положения равновесия с собств. частотой  $\omega_0 = \sqrt{\kappa/M}$  ( $\kappa$  — коэфф. упругой связи,  $M$  — масса частицы), воздевает электр. поле. В постоянном электр. поле (случай переменного поля рассматривается в конце статьи), если не учитывать взаимодействия поляризованных частиц-диполей ( $E_{\text{лок}} = E$ ), средний индуцированный дипольный момент частицы  $\bar{m} = ze r = (ze)^2 E / M \omega_0^2$ , а поляризуемость  $\alpha_{\text{упр}} = (ze)^2 / M \omega_0^2$ ;  $ze$  — заряд частицы,  $r$  — вектор смещения (квантовомеханич. вычисление  $\alpha_{\text{упр}}$  дает аналогичные результаты [2]). В зависимости от того, какие частицы участвуют в упругой поляризации, различают: электронную, атомную, ионную и упругую дипольную поляризацию.

Электронная поляризация возникает за счет смещений электронов относительно ядер в атомах (и ионах), помещенных в электр. поле. Расчет, основанный на классич. методах, дает для электронной поляризуемости атома  $N$  значение [1]:  $\alpha_e = r^3$  ( $r$  — радиус атома). Квантовомеханич. вычисление дает более точное выражение [1]:  $\alpha_e = (9/2) r^3$ . В случае более сложных атомов можно считать, что  $\alpha_e$  пропорциональна радиусу атома. Это же справедливо и для  $\alpha_e$  ионов. Время собственных колебаний электронов составляет  $10^{-14}$ — $10^{-15}$  сек; за это же время устанавливается электронная поляризация.

Атомная поляризация возникает при смещении образующих молекулу атомов различного сорта друг относительно друга под действием электр. поля (при образовании молекулы из различных атомов электроны внешних оболочек перераспределяются между атомами несимметрично, смещаясь в направлении атомов с более сильными связями) [5]. Атомная поляризация характеризуется поляризуемостью  $\alpha_a$ , к-рая, как правило, не превышает 10% от  $\alpha_e$  [3]. Время установления атомной поляризации совпадает с периодом колебаний инфракрасного света.

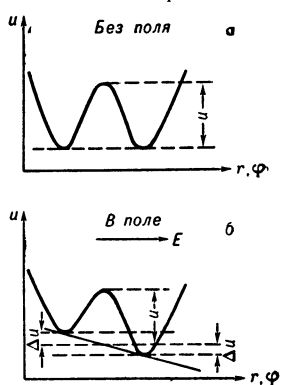
Ионная поляризация упругого смещения возникает при упругом смещении в электр. поле положительно и отрицательно заряженных ионов, образующих решетку ионных кристаллов, от их положений равновесия. Для простейшего случая двухатомных кубич. кристаллов ионная поляризуемость  $\alpha_i$  равна [7]:

$$\alpha_i = (ze)^2 / (M^* \omega_0^2), \quad (4)$$

где  $ze$  — заряд ионов,  $M^* = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  — приведенная масса ( $M_1$  и  $M_2$  — масса соответственно положительно и отрицательно заряженного иона),  $\omega_0$  — собственная частота оптич. колебаний решетки, соответствующая наиболее резкому поглощению энергии электромагнитного поля в инфракрасной области спектра. Период собственных колебаний решетки ( $T = 2\pi/\omega_0$ ) соответствует  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  сек; за это же время устанавливается ионная упругая поляризация.

Поляризация упругого смещения полярных молекул возникает в дипольных твердых диэлектриках, полярные молекулы к-рых сильно связаны друг с другом, так что под действием электр. поля они могут лишь поворачиваться на небольшие углы [1, 3].

Релаксационная (тепловая) поляризация характерна для диэлектриков, содержащих в своем составе слабо связанные частицы, способные менять свои положения равновесия при тепловом движении. Простейшей моделью релаксационной



П. д. может служить глубокая потенциальная яма с двумя положениями равновесия, разделенными потенциальным барьером (рис. 1) [1,3]. В отсутствие электр. поля вероятность нахождения частицы в каждом положении равновесия одинакова; в электр. поле эти вероятности различны, что приводит к асимметрии в распределении частиц. Рассмотренная общая модель позволяет в первом приближении (без учета «ближнего» взаимодействия частиц) описать процесс установления релаксационной поляризации, вычислить равновесное значение  $P$  и поляризуемость слабо связанных частиц [1, 3]. Время установления релаксационной поляризации (время релаксации)  $\tau$  зависит от природы вещества и темп-ры:  $\tau = A \exp(U/kT)$  ( $U$  — высота потенциального барьера, разделяющего 2 положения равновесия,  $A$  — постоянная, слабо зависящая от  $T$ ,  $k$  — постоянная Больцмана). Для большинства диэлектриков значения  $\tau$  лежат в пределах  $10^2$ — $10^{10}$  сек. Различают ориентационную (дипольную) и ионную тепловую поляризацию.

Рис. 1. Потенциальная яма с двумя положениями равновесия: а — без электрического поля; б — в электрическом поле ( $r$  — смещение иона;  $\phi$  — угол поворота диполя).

Ориентационная (дипольная) поляризация возникает в дипольных (полярных) диэлектриках вследствие преимущественной ориентации слабо связанных дипольных молекул в электр. поле. Каждая молекула-диполь имеет среднюю слабую постоянную дипольного момента на направление внешнего поля, к-рая, согласно общей модели, равна [1, 3, 5]:  $\mu_E = \mu_0^2 E / (3kT)$ ; поэтому ориентационная поляризуемость

$$\alpha_d = \mu_0^2 / 3kT, \quad (5)$$

где  $\mu_0$  — дипольный момент молекулы. Время релаксации  $\tau$  дипольных молекул полярной жидкости пропорционально ее вязкости [1, 8]. В сложных полярных молекулах может также наблюдаться внутримолекулярное вращение: неполное или полное вращение различных частей молекулы, имеющих постоянный дипольный момент, друг относительно друга (напр., в молекулах, полученных из этана, — относительно связи С — С) под действием электр. поля [2].

Ионная тепловая поляризация наблюдается в ионных кристаллах, содержащих слабо связанные ионы, появление к-рых обусловлено дефектами кристаллич. решетки. Согласно общей модели, ионная тепловая поляризуемость [1, 3]

$$\alpha_{iT} = [(ze)^2 b^2] / 12kT, \quad (6)$$

где  $b$  — расстояние между двумя равновесными положениями слабо связанного иона.

Табл. 1. — Диэлектрическая проницаемость, показатель преломления видимого света и дипольный момент некоторых неполярных и полярных газов при комнатной температуре и нормальном атм. давлении [1, 17, 18].

Газ	$\epsilon$	$n_D$	$n^2_D$	$\mu \cdot 10^{18}$ СГСЕ
Водород . . . . .	1,000270	1,000138	1,00028	< 0,015
Кислород . . . . .	1,000532	1,000272	1,00054	0
Метан . . . . .	1,000804	1,000441	1,00088	0
Аммиак . . . . .	1,0066	1,000375	1,00075	1,46
Сероводород . . . . .	1,00331	1,000619	1,00124	0,93
Оксид углерода . . . . .	1,00634	1,000334	1,00066	0,11

В некоторых твердых диэлектриках наблюдается т. н. объемная (высоковольтная) поляризация [1, 9, 10]. Ее происхождение связано с захватом носителей тока микродефектами кристаллич. решеток или с застреванием свободных зарядов на макронеоднородностях кристалла в процессе сквозной электропроводности (см. *Объемный заряд в диэлектриках*).

Общие модели описывают процессы упругой и релаксационной П. д. без учета «ближнего» взаимодействия поляризованных молекул. Поэтому при рассмотрении поляризации конкретных диэлектриков, в которых взаимодействие между поляризованными частицами может играть очень существенную роль, удобно классифицировать их в зависимости от агрегатного состояния.

**Поляризация газов** [1—6, 8, 11]. В этом случае можно либо вообще пренебречь взаимодействием молекул, т. е. считать, что  $E_{лок} = E$  (низкие давления), либо учесть его с помощью поля Лоренца, т. е. считать, что  $E_{лок} = E + \frac{4}{3}\pi P$  (нормальное давление). В 1-м случае для изотропных молекул из (2) и (3) следует:

$$\epsilon - 1 = 4\pi N_0 a. \quad (7)$$

У неполярных молекул  $a = a_{упр} = a_e + a_a$ . Если молекулы анизотропны, то  $a_{упр}$  — среднее значение поляризуемости. Для полярных молекул полный дипольный момент молекулы  $m = \mu_0 + a_{упр} E$ , а полная поляризуемость  $\alpha = a_{упр} + \frac{\mu_0^2}{3kT}$  в согласии с (5). Во 2-м случае из (2) и (3) следует:

$$(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2) = \frac{4}{3}\pi N_0 a. \quad (8)$$

Для неполярных молекул соотношение (8) с  $a = a_e + a_a$  есть *Клаузиуса — Моссотти формула*, для полярных молекул соотношения (7) и (8) с  $a = a_{упр} + \frac{\mu^2}{3kT}$  — *Ланжевена — Дебая формулы*. Если у неполярных молекул атомная поляризация отсутствует, то  $a_{упр} = a_e$  и  $\epsilon = n^2$ , где  $n$  — показатель преломления видимого света (табл. 1).  $\epsilon$  полярных газов  $\gg \epsilon$  неполярных газов (табл. 1) гл. обр. за счет ориентационной поляризации. Обозначение ф-л Ланжевена — Дебая см. [2, 11]. Эти ф-лы могут с успехом применяться также для описания поляризации растворов полярных жидкостей в неполярных растворителях [1, 2, 4, 6].

**Поляризация жидкостей** [1—8, 12], в отличие от поляризации газов, не может быть описана без учета взаимодействия молекул. Для неполярных жидкостей вследствие изотропии  $E_{доб} \approx 0$  [см. (3)]. Это приводит к ф-ле Клаузиуса — Моссотти. Электростатич. взаимо-

действие поляризованных неполярных молекул можно учесть более строго, если вычислять  $E_{лок}$  по Онсагеру (см. ниже) или статистич. методами [2, 4] (табл. значений  $\epsilon$  и  $n$  неполярных жидкостей см. [1, стр. 79—81]).

В случае полярных жидкостей учет взаимодействия молекул посредством поля Лоренца ( $\frac{4}{3}\pi P$ ) недостаточен (табл. 2), а вычисление  $E_{доб}$  затруднительно; поэтому применяют др. методы. Согласно модели Онсагера [1—4], дипольная молекула представляется в виде полого шара, в центре которого находится точечный диполь с моментом  $m = \mu_0 + a_{упр} E_{лок}$ . Дипольная молекула — шар радиуса  $a$  — располагается в непрерывной диэлектрич. среде с искомой  $\epsilon$  (рис. 2). «Ближние» взаимодействия здесь не учитываются. Эта модель дает возможность рассчитать  $E_{лок}$ ,  $\mu E$ ,  $\bar{m}$  и получить общую формулу [2]:

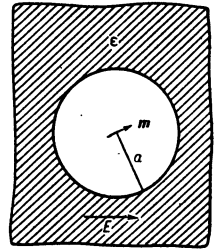


Рис. 2. Сферическая модель молекулы Онсагера.

$$\frac{(\epsilon - 1)(2\epsilon + 1)}{12\pi\epsilon} = \frac{N_0}{1 - f a_{упр}} \left[ a_{упр} + \frac{\mu_0^2}{(1 - f a_{упр}) 3kT} \right], \quad (9)$$

где  $f = 2(\epsilon - 1)/(2\epsilon + 1)a^3$ . Для неполярных молекул ( $\mu_0 = 0$ ) из (9) следует ф-ла Бэттера [2, 4], более точная, чем ф-ла Клаузиуса — Моссотти. Вводя приближение:  $\frac{4}{3}\pi N_0 a^3 = 1$ , с учетом к-рого ф-ла (9) для неполярных молекул сведется к ф-ле Клаузиуса — Моссотти, и определяя  $a_{упр}$  из соотношения:  $a_{упр} = (n^2 - 1)a^3/(n^2 + 2)$  (см. *Лоренц — Лоренца формула*), получим ф-лу Онсагера для полярных жидкостей:

$$\frac{(\epsilon - n^2)(2\epsilon + n^2)}{\epsilon(n^2 + 2)^2} = \frac{4\pi}{3} N_0 \frac{\mu_0^2}{3kT}. \quad (10)$$

Теория Онсагера дает качественно правильные результаты (табл. 2); ею можно с успехом пользоваться также для описания поляризации растворов [2].

Табл. 2. — Диэлектрич. проницаемость некоторых полярных жидкостей, измеренная и вычисленная по ф-лам Ланжевена — Дебая, Онсагера, Кирквуда и Фрелиха [1—3, 18].

Жидкость	$\epsilon$ , измеренная при 25 °С	$\epsilon$ , вычисленная по ф-ле Ланжевена — Дебая	$\epsilon$ , вычисленная по ф-ле Онсагера	$\epsilon$ , вычисленная по ф-ле Кирквуда и (в скобках) Фрелиха	$n_D$	$n^2_D$	$\mu \cdot 10^{18}$ СГСЕ
Вода H <sub>2</sub> O . . . . .	78,3	—2,83	31,6	67—78,2 (63)	1,325	1,77	1,87
Нитробензол C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> NO <sub>2</sub>	34,75	—3,75	30,1	—	1,553	2,405	3,87
Этиловый спирт C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	25,2	—13,5	9,85	9,67	1,3613	1,85	1,7
Пропиловый спирт C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> OH . . . . .	19,7	—37,7	7,28	8,1	1,3854	1,92	1,66
Хлорбензол C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl . . . . .	5,61	12,8	6,05	—	1,5248	2,325	1,56
Хлороформ СНСl <sub>3</sub> . . . . .	4,724	4,62	3,95	—	1,4456	2,09	1,05
Ацетон СН <sub>3</sub> СОСН <sub>3</sub> . . . . .	20,74	—2,64	17,2	—	1,3591	1,84	2,85

Недостатки модельной теории полярных жидкостей устраняются в более строгой теории, учитывающей «ближние» взаимодействия дипольных молекул, включающие как дипольные, так и недипольные силы [1—6, 12]. Это достигается применением канонического распределения Гиббса. Рассматривается сферич. образец диэлектрика, помещенный во внешнее электр. поле  $E_0$ ;  $\epsilon$  определяется из  $M_{E_0}$  средней слагающей дипольного момента всего образца на направлении внешнего поля ( $M_{E_0}/V = P$ , где  $V$  — объем образца).

Кирквуд [1—4] этим методом получил ф-лу:  $(\epsilon - 1)(2\epsilon + 1)9\epsilon = (4\pi/3) N_0 (a_{упр} + \mu \mu^*/3kT)$ . (11)

Здесь  $\mu^*$  — средний дипольный момент нек-рой сферич. области, выделенной внутри образца, индуцированный одной из фиксированных центральных молекул;  $\mu^*$  отличается от  $\mu$  ( $\mu$  — дипольный момент молекулы в жидкости не равен  $\mu_0$  — дипольному моменту в вакууме вследствие поляризации молекулы реактивным полем ее окружения) вследствие «ближнего» взаимодействия дипольных молекул. Если предположить, что внутренняя область содержит  $z$  молекул, то  $\mu^* = \mu(1 + z \cos \gamma)$ , где  $\gamma$  — угол между направлением дипольного момента фиксированной молекулы и направлением дипольного момента одной из соседних молекул, входящих в число  $z$ . Для применения ф-лы Кирквуда к конкретным диэлектрикам надо вычислить значение  $\cos \gamma$ , а для этого надо знать структуру вещества [1—3] (табл. 2). Др. способом эта проблема решается Ван-Флеком [2].

Поляризация твердых диэлектриков [1—10] определяется в основном тем, из каких частиц построена их кристаллич. решетка: из атомов, неполярных молекул, ионов или дипольных молекул.

Атомные и неполярные молекулярные кристаллы ведут себя во многих отношениях подобно неполярным жидкостям. Их  $\epsilon$  почти не зависит от темп-ры и мало отличается от  $n^2$  (табл. см. в [1, стр. 127]). Для кубич. кристаллов в соотношении (3)  $E_{доб} = 0$ , поэтому к ним применима Клаузиуса — Моссотти формула. В случае кристаллов с более низкой симметрией следует учитывать «ближнее» взаимодействие поляризованных частиц (добавочное поле  $E_{доб}$ ). Это достигается методом структурных коэффициентов [1, 2, 7] (см. *Локальное поле*). Для некубич. кристаллов  $\alpha_{упр}$  и  $\epsilon$  — тензоры.

В ионных кристаллах [1—4, 7, 9, 13—15] статич.  $\epsilon$  превышает  $n^2$  за счет поляризации ионного смещения (табл. значений  $\epsilon$  и  $n^2$  ионных кристаллов см. в ст. *Диэлектрики*). В простейшем случае ионных двухатомных кристаллов (напр., структуры типа NaCl, CsCl, ZnS и ZnO), пользуясь соотношениями (2), (3) и (4), можно получить ф-лу Борна [1, 7]:

$$\epsilon = n^2 + 4\pi N_0 (ze)^2 / \omega_0^2 M^*, \quad (12)$$

где  $n^2 = 1 + 4\pi N_0 (\alpha_{e+} + \alpha_{e-})$  ( $\alpha_{e+}$  и  $\alpha_{e-}$  — электронные поляризуемости положит. и отрицат. ионов),  $N_0$  — число пар ионов в  $1 \text{ см}^3$ . Более точной является ф-ла Борна — Куна [15]:

$$(\epsilon + 2)(n^2 + 2) = \kappa / M^* \omega_0^2.$$

Связь между  $\kappa$  и коэфф. сжимаемости кристаллов  $\beta$  ( $1/\beta = N_0 R a^2 \kappa / 3$ , где  $R$  — координационное число,  $a$  — ближайшее расстояние между соседними ионами) позволяет провести экспериментальную проверку этой формулы. Известны также и другие ф-лы для ионных кубич. кристаллов [13—15].  $\epsilon$  некубич. ионных кристаллов может значительно превышать  $n^2$  не только за счет ионной поляризации смещения, но и за счет «ближнего» взаимодействия поляризованных частиц ( $E_{доб} \neq 0$ ) (табл. см. в [1, стр. 152]). В ионных кристаллах с дефектами, помимо упругой поляризации, может наблюдаться ионная тепловая поляризация. У щелочно-галогидных кристаллов и галогенидов серебра способностью к релаксации может обладать комплекс, состоящий в простейшем случае из примесного положительного иона (напр.,  $\text{Cd}^{2+}$  или  $\text{Mn}^{2+}$ ) и отрицательной вакансии или из пары вакансий противоположного знака (см. *Ионная проводимость*). Такие комплексы образуют диполь вследствие электростатич. взаимодействия зарядов противоположного знака. Расчет показывает [9], что поляризуемость комплекса «примесный ион — вакансия» для

решетки типа NaCl выражается ф-лой (6), где  $b = 2\sqrt{2}a$ . Концентрация дефектов в кристаллах всегда значительно меньше, чем число атомов в решетке. Поэтому для вычисления  $\epsilon$  ионного кристалла с релаксирующими комплексами можно воспользоваться ф-лой, не учитываяей взаимодействие «диполей»:

$$\epsilon - n^2 = 4\pi [N_0 (ze)^2 / \omega_0^2 M^* + N (ze)^2 b^2 / 12kT].$$

Здесь 1-е слагаемое справа дает вклад в  $\epsilon$  от упругой ионной поляризации [см. (4)], а 2-е — от ионной тепловой поляризации [см. (6)];  $N = N_i p$  — число релаксирующих комплексов ( $N_i$  — концентрация,  $p$  — степень ассоциации примесных ионов). В реальных кристаллах заметного увеличения  $\epsilon$  за счет ионной тепловой поляризации не наблюдается, так как концентрация дефектов недостаточно велика. В кристаллах с искусственно созданными дефектами, напр. под действием радиоактивных облучений или в окрашенных кристаллах, полная  $\epsilon$  может значительно превышать  $\epsilon$ , обусловленную электронной и ионной поляризацией смещения. Так, в КВг, облученном электронами при  $N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon$  достигает 39, в то время как в необлученном КВг  $\epsilon = 4,78$ . Релаксационная поляризация, наблюдающаяся в сложных ионных кристаллах, может быть тесно связана с сегнетоэлектрич. свойствами.  $\epsilon$  ионных кристаллов в постоянном и низкочастотном поле может значительно превышать высокочастотную  $\epsilon$  за счет объемной поляризации [9].

В случае дипольных кристаллов, построенных из дипольных молекул, имеющих достаточную свободу вращения (слабо связанных), помимо «ближнего» взаимодействия молекул, следует учитывать «дальний» порядок [3]. При низких темп-рах дипольные молекулы не только правильно расположены в кристаллич. решетке, но и правильно ориентированы по неск. направлениям. При нагревании кристалла до нек-рой определенной темп-ры  $T_0$  дальний порядок исчезает, и при  $T > T_0$  дипольный кристалл ведет себя, как полярная жидкость. Это явление (т. н. ориентационное плавление) характеризуется скачком  $\epsilon$  при  $T = T_0$  (рис. 3). Оно наблюдается во многих молекулярных кристаллах, напр. в твердых галоидоводородных сое-

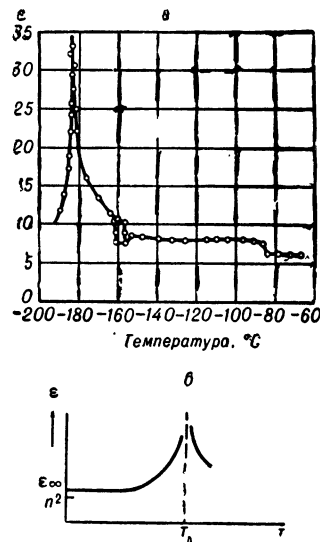


Рис. 3. Изменение диэлектрической проницаемости с температурой для дипольных кристаллов: а — экспериментальная кривая для НВг (температура замерзания —  $86,8^\circ\text{C}$ ); б — теоретическая кривая ( $\epsilon_\infty > n^2$  за счет упругой поляризации смещения дипольных молекул).

динениях типа HF, HCl, HBr, HI [2, 3, 6, 16] (табл. 3). Для учета дальнего порядка в дипольных кристаллах Фрëлих рассматривает не отдельные полярные молекулы, а единичные ячейки кристалла [3]. Предполагается, что молекулы-диполи в ячейке могут занимать различные равновесные положения. Формула Фрëлиха имеет вид  $(\epsilon - n^2)(2\epsilon + n^2)/9\epsilon = 4/3\pi N_0 m^2 m^* / 3kT$ . Здесь  $N_0$  — число единичных ячеек в  $1 \text{ см}^3$ ;  $m$  — дипольный момент единичной ячейки;  $m^*$  — дипольный момент сферич. области диэлектрика, индуцированный одной



из его центральных ячеек с фиксированным дипольным моментом; с ростом темп-ры от 0 до  $T_0$   $\epsilon$  резко возрастает, а при  $T > T_0$  не зависит от  $T$ . Для полярной жидкости  $\epsilon^* = \mu \mu^*$ .

Табл. 3. — Диэлектрич. проницаемость нек-рых дипольных кристаллов при темп-ре ориентационного плавления  $T_0$  [2, 3].

Кристалл	$T_0$ (°C)	$\epsilon$	Темп-ра перехода из твердого в жидкое состояние (°C)
Сероводород . . . . .	-170	22	-83
Этиленцианид . . . . .	-40	90	50
Хлористый водород . . . . .	-175	17,5 (0,3-60 кгц)	-114
Бромистый водород . . . . .	-185	35	-86,8

Поляризация аморфных твердых диэлектриков, напр. полимеров, по своим закономерностям подобна поляризации жидкостей (табл. см. в [1, стр. 171]).

Поляризация полупроводниковых кристаллов наблюдается только, если их омическая проводимость не успевает полностью за полупериод изменения внешнего электрич. поля заэкранировать внутреннее поле. Это осуществляется при высоких частотах переменного поля или при низких темп-рах.  $\epsilon$  валентных полупроводниковых кристаллов обусловлена электронной поляризацией, поэтому  $\epsilon \approx n^2$ . Так, у Si  $n \approx 3,5$ , а низкочастотная  $\epsilon = 12,5$  [10] (табл. см. в [10], стр. 447]). В полупроводниках типа  $A_{III}B_{V}$  и в ионных полупроводниковых соединениях типа PbS, PbSe, PbTe, помимо электронной поляризации, имеется поляризация ионного и атомного смещения. Поэтому их  $\epsilon$  отлична от  $n^2$ . В табл. 4 даны  $\epsilon$  и  $n$  для кристаллов типа  $A_{III}B_{V}$  (здесь  $n$  — показатель преломления у края собств. полосы поглощения). Статич.  $\epsilon$  определялась из соотношения  $\epsilon = \epsilon_{\infty} (\omega_p/\omega_0)^2$ , где  $\epsilon_{\infty} = n^2$  ( $\omega_p$  и  $\omega_0$  — частоты продольных и поперечных оптич. колебаний решетки).

Табл. 4. — Диэлектрич. проницаемость  $\epsilon$  и показатель преломления  $n$  для полупроводниковых соединений типа  $A_{III}B_{V}$ .

	InSb	InAs	InP	GaSb	CaAs	GaP	AlSb
$n$ . . . . .	3,96	3,42	3,26	3,74	3,30	2,91	3,18
$\epsilon$ . . . . .	17	14(5)	14	15	12,5(3)	10	11(5)

В переменном электрическом поле П. д. развивается так же, как и в постоянном поле, до тех пор, пока частота поля  $\omega$  ниже, чем собственная частота колебаний упруго связанных частиц  $\omega_0$  или частота релаксации слабо связанных частиц  $\omega_m = 1/\tau$ . При частотах, близких к  $\omega_0$  или  $\omega_m$ , наблюдается зависимость  $\epsilon$  от  $\omega$  и *диэлектрические потери* [1—6, 8, 9, 14, 15]. В случае упругой поляризации поведение диэлектриков в области частот  $\omega \approx \omega_0$ , в области т. н. дисперсии и резонансной абсорбции, может быть описано следующей общей ф-лой [15]:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + i\gamma(\omega/\omega_0)} \quad (13)$$

Здесь  $\epsilon^*(\omega)$  — комплексная  $\epsilon$  ( $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$ ),  $\epsilon_0$  — статическая  $\epsilon$  (соответствует  $\omega \ll \omega_0$ ),  $\epsilon_{\infty}$  — высокочастотная  $\epsilon$  (соответствует  $\omega \gg \omega_0$ ).  $\gamma = f/M$  — постоянная, характеризующая рассеяние энергии. При упругой атомной или ионной поляризации  $\epsilon_{\infty} = n^2$ . Из (13) можно найти соотношения для  $\epsilon'(\omega)$  и  $\epsilon''(\omega)$ , последнее характеризует резонансную абсорбцию. В случае

релаксационной поляризации  $\epsilon$  в области  $\omega \approx \omega_m$  уменьшается с ростом  $\omega$ , т. к. релаксирующие частицы начинают отставать в своем смещении от поля; при этом диэлектрич. потери максимальны. Ф-ла, описывающая этот процесс (впервые полученная Дебаем [8]), следует из общей модели релаксационной поляризации [1, 3, 8]:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_{\infty} + (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})/(1 + i\omega\tau) \quad (14)$$

Здесь  $\epsilon_{\infty}$  — значение  $\epsilon$  при  $\omega \gg \omega_m$  (соответствует упругой части  $\epsilon'$ ).  $\epsilon''(\omega)$  (мнимая часть  $\epsilon$ ) пропорциональна диэлектрич. потерям. Формулы (13) и (14) получены без учета «ближнего» взаимодействия частиц. О поляризации сегнетоэлектриков и электретов (диэлектриков с термодинамически неустойчивой объемной поляризацией), а также о диэлектрич. проницаемости плазмы см. в соответствующих статьях.

Лит.: 1) Сканава Г. И., Физика диэлектриков (Область слабых полей), М.—Л., 1949; 2) Браун В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961; 3) Фреллих Г., Теория диэлектриков, пер. с англ., М., 1960; 4) Фреллих С. Дж., Theory of electric polarisation, Amst., 1952; 5) Хиппель А. Р., Диэлектрики и волны, пер. с англ., М., 1960; 6) Сайс Ч. Ф., Диэлектрическая постоянная и структура молекул, пер. с англ., М., 1937; 7) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., 2 изд., М., 1962; 8) Дебае П., Полярные молекулы, пер. с нем., М.—Л., 1931; 9) Лидьярд А., Ионная проводимость кристаллов, пер. с англ., М., 1962; 10) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, М., 1957; 11) Ван Влеськ Л. Н., The theory of electric and magnetic susceptibilities, L., 1948; 12) Харрис Ф., Alder В., «J. Chem. Phys.», 1953, v. 21, № 6, p. 1031; 13) Мотт Н., Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах, пер. с англ., М., 1950; 14) Борн М., Гёпперт-Майер М., Теория твердого тела, пер. с нем., М.—Л., 1938; 15) Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 16) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945; 17) Кэйд Д., Дэйби Т., Таблицы физических и химических постоянных, пер. с англ., 2 изд., М., 1962; 18) Справочник химика, т. 1, 2, изд., М.—Л., 1963. А. Н. Губкин.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ** получается либо при взаимодействии нейтрона с ядром, обусловленном ядерными силами, либо при магнитном взаимодействии нейтрона с атомом, обусловленном взаимодействием их магнитных моментов. Величина сечения взаимодействия зависит от взаимной ориентации векторов магнитных моментов нейтрона и атома, что может приводить к пространств. разделению нейтронов с противоположной ориентацией магнитных моментов и, следовательно, спинов, т. е. к созданию поляризованных пучков нейтронов [1]. Об основах теории магнитного взаимодействия нейтронов с атомами см. [2].

Наилучшей способностью к спиновому разделению нейтронов обладают ферромагнитные вещества, в к-рых магнитное рассеяние нейтронов является когерентным процессом. Поляризованные пучки медленных нейтронов впервые получили, пропуская нейтроны через намагнич. ферромагнетик [3]. В основе этого метода лежит интерференция ядерного и магнитного рассеяний. Сечения рассеяния нейтронов в намагнич. ферромагнетике различны для двух спиновых состояний нейтрона:  $\sigma_{\pm} = \sigma_0 \pm \sigma_p$ , где  $\sigma_0$  — сечение рассеяния нейтронов ненамагнич. ферромагнетиком, одинаковое для обоих состояний, а  $\sigma_p$  — сечение поляризации, обусловленное магнитным взаимодействием. Знаки + и — относятся к случаям, когда спины нейтронов соответственно параллельны и антипараллельны направлению магнитного поля. Пропущенный через ферромагнетик пучок обогащается тем спиновым состоянием, сечение рассеяния к-рого меньше. Источниками интенсивных потоков нейтронов для исследования П. м. н. служили циклотроны. Наибольшая степень поляризации, полученная этим методом, — 60%.

Появление ядерных реакторов дало возможность не только увеличить интенсивность поляризованных

пучков нейтронов, но и применить новые методы, дающие большую степень поляризации. Один из таких методов состоит в применении зеркал из ферромагнитных материалов. Отражат. способность намагнич. ферромагнитного зеркала различна для двух спиновых состояний. Процесс отражения и преломления нейтронов на границе зеркала с вакуумом (воздухом) удобно описывать с помощью коэфф. преломления  $n_{\pm} = 1 - \frac{1}{2} (N\lambda^2 b/\pi \pm \mu B/E)$ , где  $N$  — число атомов ферромагнетика в  $см^3$ ,  $\lambda$  — длина волны нейтронов в вакууме,  $b$  — средняя амплитуда когерентного ядерного рассеяния,  $\mu$  — магнитный момент нейтрона,  $B$  — магнитная индукция в ферромагнетике,  $E$  — энергия нейтронов. Знаки  $+$  и  $-$  относятся к случаям, когда спин нейтрона соответственно параллелен и антипараллелен направлению намагнитченности зеркала. Полное отражение нейтронов происходит при угле скольжения  $\theta \leq \theta_{крит}$ ; критич. угол  $\theta_{крит}$  определяется из условия:  $\theta_{крит} \approx \sin \theta_{крит} = \sqrt{1 - n_{\pm}}$ . При углах  $\theta > \theta_{крит}$  коэфф. отражения быстро уменьшается (см. также *Нейтронная оптика*).

Для намагнич. кобальта коэфф. преломления меньше 1 для одного спинового состояния и больше 1 для другого. Вследствие этого полное отражение будет иметь место лишь для одного спинового состояния, т. е. при отражении от зеркала пучок нейтронов полностью поляризуется. Критич. угол очень мал (до 30'); поэтому пучок нейтронов должен быть хорошо сколлимирован, а качество отражающей поверхности должно быть очень хорошим [6]. Впервые поляризованные пучки нейтронов были получены этим методом Юзом и Берджи [7]. Наиболее интенсивный пучок получен Берджи и сотр. [8]; степень поляризации достигла 87% при интенсивности  $5 \cdot 10^7$  нейтронов/сек.

Второй эффективный метод П. м. н. — дифракционный метод, основанный на дифракционном отражении нейтронов от монокристаллов ферромагнитных веществ; особенность данного метода — возможность получения поляризованных монохроматич. пучков нейтронов в широком диапазоне энергий вплоть до десятков эв. Монокристалл отражает только те нейтроны, к-рые удовлетворяют условию Брэгга — Вульфа:  $n\lambda = 2d \sin \theta$ , где  $n$  — порядок отражения,  $d$  — межплоскостное расстояние в монокристалле,  $\theta$  — угол скольжения падающего пучка. При рассеянии нейтронов намагнич. монокристаллом роль амплитуд ядерного и магнитного рассеяния играют соответствующие формфакторы или структурные амплитуды. Если для к.-л. отражающей плоскости формфакторы ядерного и магнитного рассеяния оказываются равными, то дифрагированный пучок нейтронов полностью поляризуется, т. к. сечение рассеяния одного спинового состояния равно нулю (см. также *Магнитная нейтронография* и [9]).

Впервые монохроматич. поляризованный пучок нейтронов был получен отражением нейтронов от плоскостей (220) магнетита и (110) железа [10]. Более удобный поляризатор — монокристалл сплава Со (92%) — Fe (8%). Отражая нейтроны от плоскостей (200) этого монокристалла, Кларк и Робсон [11] получили пучок с длиной волны 1,37 Å интенсивностью  $3,5 \cdot 10^7$  нейтр/сек и с поляризацией 92%.

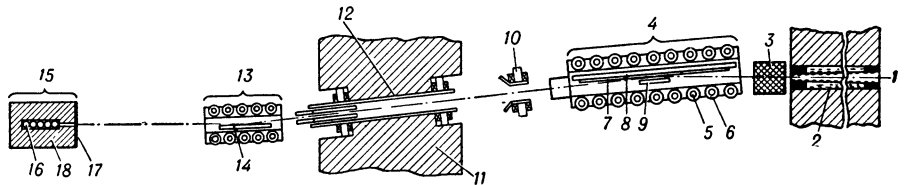
Поляризованные пучки медленных нейтронов можно также получить на основе спиновой зависимости ядерных сил. Используется различие сечений взаимодей-

ствия нейтрона и ядра при разной взаимной ориентации их спинов. В этом методе ядра должны быть поляризованы [12, 13]. Этот метод весьма эффективен для получения поляризованных пучков нейтронов с энергиями вплоть до десятков кэв.

Измерение степени поляризации производится с помощью анализатора, обычно работающего на том же принципе, что и поляризатор. Используется неск. методов измерения. Первый метод — метод деполаризующей пластинки (шима). Между поляризатором и анализатором, намагниченными параллельно друг другу, вставляется тонкая пластинка немагнич. ферромагнетика — шим. Поляризованный пучок нейтронов, проходя через шим, деполаризуется за счет прохождения нейтронов через беспорядочно ориентированные границы доменов. Измеряя интенсивность прошедших анализатор нейтронов с помощью счетчика нейтронов, можно приблизительно найти степень поляризации из соотношения  $P = \sqrt{R - 1}$ , где  $R$  — отношение интенсивностей без шима и с шимом.

Второй метод — двойного отражения — состоит в измерении отношения интенсивностей  $R'$ , когда поляризатор и анализатор намагничены параллельно и когда они намагничены антипараллельно. В последнем случае должна существовать очень небольшая ( $\cong 1$  мм) область пространства, где направление спина меняется на противоположное относительно направления магнитного поля (неадиабатич. переворот спина). Это достигается либо созданием магнитного поля спец. конфигурации, либо пропусканием сильного тока через тонкую алюминиевую фольгу, расположенную в пучке нейтронов, либо с помощью резонансной катушки. Степень поляризации находится из приближенного соотношения  $P = \sqrt{(R' - 1)/(R' + 1)}$ .

Оба метода имеют свои недостатки, к-рые можно исключить, сочетая оба метода. На рис. показан



Установка для получения и анализа поляризованного пучка тепловых нейтронов методом отражения от кобальтового зеркала: 1 — реактор; 2 — коллиматор; 3 — шибер; 4 — поляризатор; 5 — ярмо магнита; 6 — катушка; 7 — поверхность кобальтового зеркала; 8 — монтажная плата; 9 — медная заслонка; 10 — поворотный магнит; 11 — защита; 12 — магнетропривод; 13 — анализатор; 14 — поверхность кобальтового зеркала, 15 — детектор нейтронов; 16 —  $BF_3$ -счетчики; 17 — кадмий; 18 — защита счетчика. Щель коллиматора показана не в масштабе.

общий вид экспериментальной установки для получения поляризованного пучка нейтронов методом отражения от намагниченного кобальтового зеркала и измерения степени поляризации [14].

С помощью поляризованных пучков было произведено весьма тщательное измерение магнитного момента нейтрона [15]. Появление поляризованных мишеней дало возможность разделить эффекты двух возможных спиновых состояний составных ядер и тем самым изучать спиновую зависимость ядерных сил [16]. Свойства составных ядер и их излучений изучаются также путем измерения циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения и анизотропии  $\beta$ -распада, возникающих после захвата ядрами поляризованных нейтронов [17].

Большой интерес представляет применение поляризованных пучков нейтронов для изучения проблем пространственной и временной четности как в слабых, так и в сильных взаимодействиях [8]. Эксперименты по измерению корреляций в  $\beta$ -распаде поляризованных нейтронов заложили фундамент, на к-ром пост-

роена теория слабых взаимодействий. Поиски межнуклонных потенциалов, не сохраняющих пространственную и временную четности, также могут быть проведены с применением поляризованных пучков нейтронов [18].

Поляризованные монохроматич. пучки нейтронов находят все большее применение для решения проблем физики твердого тела [19].

Лит.: 1) Bloch F., «Phys. Rev.», 1936, v. 50, № 3, p. 259; 2) Halpern O., Johnson M. H., там же, 1939, v. 55, № 10, p. 898; 3) Hoffman J. G., Livingston M. S., Vethe H. A., там же, 1937, v. 51, № 3, p. 214; 4) Юз Д., Нейтронная оптика, пер. с англ., М., 1955; 5) его же, Нейтронные исследования на ядерных котлах, пер. с англ., М., 1954; 6) Hameghesh M., «Phys. Rev.», 1949, v. 75, № 11, p. 1766; 7) Hughes D. J., Burgu M. T., там же, 1949, v. 76, № 9, p. 1413; 8) Burgu M. T. [a. o.], 1960, v. 120, № 5, p. 1829; 9) Бэкон Дж., Дифракция нейтронов, пер. с англ., М., 1957; 10) Schull C. G. [a. o.], «Phys. Rev.», 1951, v. 81, № 3, p. 483; 11) Clark M. A., Robson J. M., «Canad. J. Phys.», 1961, v. 39, № 1, p. 1; 12) Roberts L. D. [a. o.], «Phys. Rev.», 1954, v. 95, № 1, c. 105; 13) Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л., «ЖЭТФ», 1963, т. 44, вып. 6, с. 2185; 14) Гулько А. Д., «ЛТЭ», 1961, № 3, с. 40; 15) Cohen V. W. [a. o.], «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 283; 16) Postma H. [a. o.], там же, 1962, v. 126, № 3, p. 979; 1962, v. 127, № 4, p. 1124; 1962, v. 128, № 3, p. 1287; 17) Verrier I., «Nucl. Phys.», 1961, v. 26, p. 10; 18) Бов У. Г. [a. o.], там же, v. 34, p. 505; 19) Крулчицкий П. А., в кн.: Сочетание по физике медленных нейтронов, Дубна, 1961 г., Материалы..., Дубна, 1962; 20) Бов У. Г. [a. o.], «Phys. Letters», 1964, v. 12, № 1, c. 25; 21) Schull C. G., Yamada I., «J. Phys. Soc. Japan», 1962, Suppl. B. 3 to v. 17, p. 1.

П. А. Крулчицкий.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ** — деформация молекул во внешнем электрич. поле. В общем случае различают электронную П. м. — смещение электронных оболочек, атомную П. м. — смещение атомов и атомных групп, и ориентационную П. м. — ориентацию полярных молекул во внешнем электрич. поле. Подробнее см. *Поляризация диэлектриков*.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ** — ориентация спинов нейтронов вдоль нек-рого определенного направления. П. н. в области энергий  $> 10^6$  эв получается при ядерном рассеянии вследствие наличия спин-орбитальной компоненты ядерного потенциала. Поляризация, обнаруживаемая по вторичному ядерному рассеянию, служила до сих пор лишь источником информации о ядерном потенциале. В наст. время обычная *оптическая модель ядра* не может удовлетворительно объяснить экспериментальные данные о поляризации быстрых нейтронов для различных ядер при различных энергиях.

Поляризация медленных нейтронов возникает в результате магнитного взаимодействия с атомными электронами и находит целый ряд применений.

Подробнее см. *Поляризация медленных нейтронов, Поляризованные пучки*.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ** — см. *Поляризация диэлектриков*.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОВОЛН** — явление, заключающееся в том, что напряженности электрич.  $E$  и магнитного  $H$  полей радиоволн сохраняют неизменными или изменяют по определенному закону свои направления в пространстве (в общем случае и величины). При *распространении радиоволн*, излучаемых антеннами, в свободном пространстве в дальней зоне имеет место поперечная П. р., т. е. вектор  $E$  перпендикулярен направлению распространения волны. В случае распространения радиоволн в аннотропной среде (напр., вдоль направляющих металлических поверхностей) наряду с поперечными компонентами электрич. поля может быть и продольная компонента (см. *Длинные линии, Двухпроводные линии*). Наиболее частый случай — поперечно поляризованная волна, у к-рой направление  $E$  (направление П. р.) не зависит от координат. Плоскость, проведенная через направление распространения волны и

направление поляризации, наз. плоскостью поляризации.

Характер П. р. определяется типом излучателя и физ. свойствами среды, в к-рой распространяются радиоволны. Напр., волны, излучаемые в свободное пространство проволочными вибраторами, поперечно поляризованы; причем направление поляризации совпадает с направлением токов в вибраторах. В *коаксиальном кабеле ТЕМ-волна* также поперечна, однако о к.-л. определенном направлении поляризации здесь нельзя говорить, т. к. силовые линии электрич. поля направлены радиально. В *прямоугольном волноводе* направление  $E$  может быть различным и зависит от координат. В частности, *ТМ-волны* имеют продольную составляющую электрич. поля. Поэтому в волноводах удобнее классифицировать волны по наличию продольных составляющих  $E$  и  $H$ . Ряд антенн (напр., *спиральные антенны*) излучает радиоволны, поляризованные по кругу или эллипсу. При этом  $E$  вращается с частотой поля; такую волну можно представить в виде суммы перпендикулярно поляризованных радиоволн, сдвинутых по фазе на  $90^\circ$ . Радиозвезды, как правило, излучают хаотически поляризованные радиоволны, и в этом отношении их излучение аналогично световому (см. *Поляризация света, Радиоастрономия*).

Условия приема радиоволн зависят от их поляризации. Антенна хорошо принимает радиоволны той поляризации, к-рые она излучает как передающая. Напр., наилучшие условия приема для проволочных антенн — параллельность  $E$  оси проволоки; если  $E$  точно перпендикулярен оси проволоки, то приема практически нет.

Свойства среды различны для радиоволн разной поляризации; напр., коэфф. отражения зависит от П. р. (см. *Отражение радиоволн*); показатель преломления радиоволн в гиротропных средах (магнитные ферриты, плазма) в случае круговой поляризации различен для волн с разными направлениями вращения  $E$ . Система параллельных проволочек хорошо отражает радиоволны с параллельной им поляризацией и почти беспрепятственно пропускает волны перпендикулярной поляризации; такая система является поляризационным фильтром.

В процессе распространения радиоволн их поляризация может меняться; напр., в гиротропных средах из-за *Фарадея явления E* поворачивается. Этим явлением пользуются при конструировании нек-рых волноводных элементов. Поворот плоскости поляризации при распространении радиоволн в *ионосфере* Земли часто нежелателен, в частности из-за поляризаационных *замираний*. Его устраняют применением антенн со скрещенной или круговой поляризацией.

Лит.: 1) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 2) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960. Н. А. Арманд.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА** — явление *поляризации волн* электромагнитного излучения оптического диапазона. Электромагн. волны поперечны (или почти поперечны в нек-рых специальных случаях), что обуславливает возможность их поляризации.

Поляризованным, в отличие от *естественного света*, наз. такой свет, у к-рого имеются определенные фазовые соотношения между взаимно-перпендикулярными компонентами вектора напряженности электрич. поля  $E$  (или магнитного  $H$ ), т. е. эти компоненты когерентны (см. *Когерентность света*). Последнее означает, что в данном световом потоке все волны, происходящие от различных элементарных микроскопич. излучателей, поляризованы одинаково. Такая П. с. наз. *полной*.

Для монохроматич. света наиболее общим случаем полной поляризации является *эллиптическая поляри-*

зация, ее частными случаями — линейная и круговая. При эллиптич. П. с. концы векторов  $E$  и  $H$  данной фазы в бегущей электромагн. волне описывают пространственные эллиптич. цилиндрические спирали.

В наиболее простом случае плоских однородных электромагн. волн (напр., световых волн в прозрачной изотропной среде) колебания векторов  $E$  и  $H$  происходят в одной плоскости, нормальной к направлению распространения волны (волновому вектору  $k$ ), т. е. волны строго поперечны. Фигуры, описываемые концами векторов  $E$  и  $H$ , подобны, но повернуты друг относительно друга на  $90^\circ$ ; фазы и направления вращения одинаковы. В этом случае можно говорить об определенной поляризации всей волны в целом. Свет, состоящий из таких волн, наз. (в зависимости от характера этой поляризации) эллиптич. или линейно-поляризованным. В более сложном случае неоднородных волн (напр., волн в металлах или при полном внутреннем отражении в прозрачной среде) колебания векторов  $E$  и  $H$  происходят в разных плоскостях, кривые, описываемые ими, различны, различны и фазы. О поляризации всей волны в целом говорить нельзя, необходимо указать поляризации  $E$  и  $H$  отдельно. В квантовой электродинамике, описывающей световое возмущение как поток фотонов со спином, равным 1, П. с. представляет собой проявление возможности различных ориентаций спина. Проекция спина на к.-л. физич. избранное направление может принимать значения:  $+1$ ,  $0$  и  $-1$ ; второе из них для поперечных световых фотонов (соответствующих поперечным волнам в волновой картине) не осуществляется, а первому и третьему соответствуют правая и левая круговые поляризации. Если оба эти состояния равновероятны, то имеет место их суперпозиция, т. е. линейная поляризация [5]. При дипольном излучении свет с круговой поляризацией несет момент импульса, равный  $h/2\pi$  на каждый фотон ( $h$  — Планка постоянная, см. Садовского эффект).

Если компоненты вектора  $E$  не находятся в определенном фазовом соотношении (некогерентны) и волны, исходящие от различных элементарных микроизлучателей, имеют различные ориентации колебаний, причем все ориентации равновероятны, свет будет естественным, или неполяризованным. В его составе возможно присутствие волн с эллиптич., линейной и круговой поляризациями. Свет, у которого имеется предпочтительное, наиболее вероятное направление колебаний, наз. ч а с т и ч н о поляризованным. Частичная П. с. количественно характеризуется степенью поляризации, к-рая, напр., для света, обладающего частичной линейной поляризацией, определяется как  $p = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ , где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум взаимноперпендикулярным компонентам вектора  $E$ . Отдельные слабо взаимодействующие элементарные микроизлучатели (атомы, молекулы) испускают поляризованный свет. Характер его поляризации определяется законом сохранения момента количества движения системы источник — световое поле до и после акта излучения. Для каждой определенной модели излучателя характерна определенная поляризация; так, гармонический электрически дипольный осциллятор дает линейно-поляризованное излучение, электрич. или магн. ротаторы — эллиптич. поляризованное. В случае, если источник находится во внешнем электрич. или магн. поле, картина П. с. усложняется — каждая спектральная линия излучения распадается па несколько линий с различными поляризациями (см. Зеемана явление, Штарка явление).

Свет, испускаемый макроскопич. телами, складывается из излучений огромного числа элементар-

ных излучателей. Поляризация его определяется природой излучателей и их ориентацией. При полностью беспорядочном расположении излучателей свет будет естественным, а, напр., в кристаллах может иметь место значительная поляризация.

Равновесное тепловое излучение как полностью изотропное является естественным. Тепл-ные излучатели дают слабополяризованный свет за счет влияния поверхностных слоев, в к-рых нет полного равновесия вещества с излучением. Так, вольфрамовая нить лампы накаливания дает свет, поляризованный до 15—20%, ртутная лампа — до 5—8%. Дневной свет может считаться практически естественным, хотя свет от определенного участка неба всегда несколько поляризован. Сильнополяризованный свет испускают люминесцирующие жидкости и твердые тела, особенно при возбуждении поляризованным светом (см. Поляризованная люминесценция).

В вакууме распространение света не зависит от его поляризации. Поэтому световое возмущение, распространяющееся в вакууме, сохраняет свое состояние поляризации неограниченное время. В веществе картина иная, ибо П. с. существенно влияет на взаимодействие света с веществом. В оптически анизотропном веществе, а иногда и в металле, от П. с. зависит скорость и направление распространения света (см. Кристаллооптика, Двойное лучепреломление), а также его поглощение (см. Дихроизм). При распространении света в веществе характер поляризации может меняться: плоскость колебаний поворачивается (при отражении, преломлении, в оптически активных телах); линейно-поляризованный свет может превращаться в эллиптич. поляризованный (при полном внутреннем отражении, двойном лучепреломлении, отражении от поглощающих сред, напр. металлов, и т. д.). В ряде случаев, благодаря влиянию поверхностного слоя, и для непоглощающих сред наблюдается [6, 7] эллиптич. поляризация отраженного света. От П. с. зависит ход дифракционных и интерференционных явлений.

Свет, рассеянный средой, также изменяет свою поляризацию. При прохождении через вещество поляризованного света рассеянный оказывается всегда в какой-то мере деполаризованным (см. Рассеяние света). Индуцированное излучение имеет всегда то же состояние поляризации, что и стимулирующее.

Для получения полностью или частично поляризованного света из естественного применяют поляризационные приборы. Линейную П. с. в видимой и ультрафиолетовой областях получают посредством поляризационных призм (разделяющих пучки света с различной поляризацией на основе явления двойного лучепреломления) или поляроидов (поглощающих одну из компонент). В инфракрасной области применяют почти исключительно П. с. при отражении. Для получения эллиптич. П. с. к перечисленным приборам необходимо добавлять пластинку четверть длины волны. Анализ состояния П. с. производят анализаторами.

П. с. позволяет выяснить многие особенности строения вещества. По характеру П. с. можно сделать заключения о структуре и расположении излучающих центров, определять длительность нахождения их в возбужденном состоянии [2, 3, 9, 10]. Определение деполаризации света при фотолюминесценции позволяет получить данные о взаимодействии поглощающих и излучающих центров, о передаче энергии между частицами [8]. Измерения деполаризации рассеянного света вместе с другими молекулярно-оптич. измерениями дают возможность найти поляризуемость молекул [9]. Деполаризация рассеянного света дает сведения о тепловых флуктуациях в веществе, флуктуациях концентрации в растворах, распростране-

нии звуковых, ультра- и гиперзвуковых волн, о фазовых превращениях, стекловании [15—17].

Воздействуя на вещество поляризованным светом, можно изменять его свойства: создавать примесные центры определенной ориентации, переводить атомы в состояния с заданной ориентацией момента (оптич. накачка, см. *Индуцированное излучение*), определенным образом ориентировать центры поглощения [18].

П. с., как анизотропное свойство, позволяет исследовать все виды анизотропии вещества. В кристаллооптике с помощью П. с. исследуется строение кристаллов, в минералогии и петрографии — определяются минералы и горные породы, в машиностроении — изучаются напряжения в конструкциях (см. *Поляризационно-оптический метод исследования напряжений*). Характер П. с. при отражении позволяет определять оптич. константы отражающего вещества [19—22].

Лит.: 1) Ландсбергер Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) В о г н М., W o l f E., Principles of optics, L., 1959; 3) В у д Р., Физическая оптика, пер. с англ., М.—Л., 1936; 4) Ф е д о р о в Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 5) А х и е з е р А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, § 1—4; 6) С и в у х и н Д. В., «ЖЭТФ», 1948, т. 18, вып. 11, с. 976; 1956, т. 30, вып. 2, с. 374; 7) К и з е л ь В. А., «ЖЭТФ», 1955, т. 29, вып. 5, с. 658; 8) Ф е о ф и л о в П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; 9) В о л ь к е н с т е й н М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951, гл. 4, 5, 7; 10) С т е п а н о в Б. И., Г р и б к о в с к и й В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963, с. 43—65 и § 24; 11) M i l l b u r n R. H., «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 10, № 3, p. 75; 12) S h u r c l i f f W. A., Polarized light production and use, Camb., 1962; 13) Ш и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 14) R a m a c h a n d r a n G. N., R a m a s e s h a n S., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 25/1, B., 1961; 15) В у с к и н г х а м А., S t e p h e n M. J., «Trans. Far. Soc.», 1957, v. 53, pt 7, № 415, p. 884; 16) К а с т л е г А., «Proc. Phys. Soc. A», 1954, v. 67, pt 10, № 418, p. 853; 17) «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 10, № 6, p. 239; 18) Н е л о р е н т В. С., С т о л б о в а О. В., «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, № 5, с. 624; 19) П р и ш и в а л к о А. П., там же, 1961, т. 11, № 2, с. 248; 20) Advances in molecular spectroscopy, v. 1, Oxf. — L. — N.Y., 1962, p. 104; 21) «Scient. Pap. Coll. Gen. Educ. Univ. Tokyo», 1962, v. 12, № 1, p. 19; 22) П р и ш и в а л к о А. П., Отражение света от поглощающих сред, Минск, 1963. В. А. Кизель.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ХРОМАТИЧЕСКАЯ** — см. *Хроматическая поляризация*.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ** — различие возможных состояний частицы, связанное с наличием у нее *спина*, т. е. внутр. момента количества движения.

Понятие П. ч. близко к понятию *поляризации света*. Последнее отражает тот факт, что монохроматич. волны, обладающие одной и той же частотой и одинаковым направлением движения, могут, тем не менее, отличаться по свойствам, именно различаться поляризацией. Свободная частица, согласно квантовой механике, описывается плоской монохроматич. волной. При данном импульсе (и, следовательно, при данных частоте и направлении распространения волны) частица все же может находиться в различающихся квантовых состояниях, если ее спин отличен от нуля, — в состояниях с различной ориентацией спина. Физ. смысл понятия спина в случае частиц с ненулевой массой существенно иной, чем для частиц с нулевой массой (*фотон, нейтрино*). Соответственно отличаются их поляризационные свойства.

Если масса отлична от нуля, то существует система отсчета, в к-рой частица покоится. Спин в таком случае определяется как момент количества движения покоящейся частицы. Если спин частицы равен  $s$  (в единицах  $\hbar$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ), то покоящаяся частица имеет  $2s + 1$  квантовых состояний, соответствующих различным ориентациям спина, различным возможным значениям проекции спина на нек-рую ось. Соответственно амплитуда движущейся частицы, состоящая к-рой может быть получено из состояния покоящейся частицы простым переходом к равномерно движущейся системе отсчета,

содержит  $2s + 1$  независимых компонент  $\psi_i$  (волновая  $\psi$ -ция при этом — *спинор* ранга  $2s$ ), определяющих ее поляризацию. Значения этих компонент ( $2s + 1$  комплексных чисел или, с учетом нормировки и произвольности общей фазы,  $4s$  вещественных параметров) определяют П. ч. в случае «чистого» квантового состояния (см. *Чистое состояние*).

В общем случае имеют дело не с «чистым», а неполным квантовомеханич. описанием спиновых состояний, при к-ром задана не спиновая волновая  $\psi$ -ция  $\psi_i$ , а спиновая *матрица плотности*  $\rho_{ik} = \psi_i \psi_k^*$ , где черта означает соответствующее усреднение. Эта эрмитова  $(2s + 1)$ -рядная матрица содержит (с учетом нормировки)  $(2s + 1)^2 - 1$  вещественных параметров. Эти параметры можно сгруппировать в совокупность тензорных величин (рангов от  $n = 1$  до  $2s$ ), к-рыми удобно описывать поляризационное состояние частицы: аксиальный вектор поляризации, подобный магнитному моменту, или средние значения вектора спина, тензор квадрупольной поляризации — тензор 2-го ранга, подобно тензору квадрупольного момента содержащий 5 независимых компонент, и тензоры высших рангов ( $n = 3, 4, \dots, 2s$ ), подобные электрическим (при четных  $n$ ) или магнитным (при нечетных  $n$ ) мультипольным моментам (такой тензор  $n$ -го ранга содержит  $2n + 1$  независимых компонент). Иногда термин «поляризация» относят только к значению аксиального вектора поляризации, а эффект высших поляризационных тензоров наз. *высшею степенью*.

Особенно простой вид имеет матрица плотности частицы со спином  $1/2$ :  $\rho = 1/2 (1 + \xi \sigma)$ , где  $1$  — единичная двухрядная матрица,  $\sigma$  — *Паули спиновые матрицы*,  $\xi$  — вектор поляризации,  $|\xi|$  определяет степень поляризации частицы ( $|\xi| < 1$  и достигает 1 (полная поляризация) для чистого состояния).

Частица с нулевой массой не может покоиться. Поэтому ее собственный момент количества движения имеет смысл лишь по отношению к оси движения. Частице приписывают спин  $s$ , если амплитуда является спинором ранга  $2s$ . Однако при любом  $s$  возможны только 2 состояния со значениями проекции момента  $\pm s$  на направление движения. Для нейтрино ( $s = 1/2$ ) знак проекции всегда отрицателен, а для антинейтрино — положителен (свойство спиральности); т. о., эти частицы всегда полностью поляризованы. Фотон описывается векторной амплитудой (вектор-потенциал или напряженность электр. поля), т. е.  $s = 1$ . Значения проекций  $\pm s$  отвечают право- и левовращающей поляризации. Матрица плотности представляет собой двумерный тензор в плоскости, перпендикулярной к направлению движения. Описание поляризационных свойств фотона в общем случае тождественно описанию частично-поляризованного света в оптике.

Лит.: А х и е з е р А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, § 2, 10, 27. В. Б. Берестецкий.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ** — наличие преимущественной ориентации спинов электронов в данном состоянии. Это свойство системы электронов до нек-рой степени аналогично поляризации света. Направление среднего спина в пучке определяет направление поляризации. П. э. наз. продольной, если ее направление совпадает с направлением импульса электрона, и поперечной, если направление поляризации перпендикулярно направлению импульса. Электроны считаются полностью поляризованными, если среднее значение проекции спина на направление поляризации равно  $1/2$  (в единицах  $\hbar$ ). Т. к. имеются 2 спиновых состояния электрона с проекциями  $\pm 1/2$ , то поляризационное состояние электрона описывается двухрядной матрицей плотности  $\rho$ , к-рую в общем виде можно записать так:

$$\rho = 1/2 (1 + \zeta \sigma); \quad (1)$$

вектор  $\frac{1}{2}\xi$  — среднее значение спина электрона в системе покоя,  $\xi_i$  — Паули спиновые матрицы.  $P = |\xi|^2$  — степень поляризации. Состояние с  $P = 1$  наз. полностью поляризованным состоянием, а состояние с  $P = 0$  — полностью неполяризованным состоянием. Благодаря взаимодействию магнитного момента электрона с магнитным полем, возникающим при движении электрона в электрич. поле ядра (т. н. спин-орбитальное взаимодействие), рассеяние электрона на ядре зависит от ориентации его спина — возникает азимутальная асимметрия рассеяния. Измерение этой асимметрии при рассеянии электронов на тяжелых ядрах (когда она значительна) — наиболее эффективный способ обнаружения П. э.

Дифференциальное сечение рассеяния поляризованных электронов, имеющих вектор поляризации  $\xi$  на кулоновском поле ядра, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Q(\theta) [1 + \Delta(\theta) \xi\tau]; \quad (2)$$

здесь  $Q(\theta)$  и  $\Delta(\theta)$  — нек-рые ф-ции от энергии электрона, от угла рассеяния  $\theta$  и  $Ze^2$ , где  $Ze$  — заряд ядра,  $e$  — заряд электрона [1, 2];  $\tau$  — единичный вектор, перпендикулярный к плоскости рассеяния.  $\tau = [n_0n]/\sin\theta$ ;  $n_0$  и  $n$  — единичные векторы направления движения электрона до и после рассеяния. Для позитронов эффект азимутальной асимметрии существенно меньше, чем для электронов. Из ф-лы (2) видно, что, измеряя азимутальную асимметрию в рассеянии электронов на ядрах, можно измерить величину поперечной составляющей П. э. Продольную составляющую П. э. при однократном рассеянии определить нельзя; необходимо предварительно превратить ее в поперечную, для чего можно воспользоваться тем обстоятельством, что поперечное электрич. поле изменяет направление движения электрона, не изменяя направления его спина. В то же время магнитное поле не меняет угла между направлениями импульса и спина электрона. Поэтому можно подобрать такие электрическое и магнитное поля, чтобы траектория электрона не изменилась, а П. э. из продольной стала поперечной.

Др. методы обнаружения П. э.: измерение асимметрии в рождении  $\delta$ -электронов при рассеянии на поляризованных электронах в ферромагнетике; измерение циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, излучаемых при рассеянии; наблюдение аннигиляции позитронов в намагниченном ферромагнетике; наблюдение круговой поляризации  $\gamma$ -квантов, возникающих при аннигиляции позитронов на легу, и т. д.

Поляризованные электроны можно получить, либо воздействуя на электроны электромагн. полем (рассеяние неполяризованных электронов на тяжелых ядрах, когда у рассеянных электронов возникает поляризация, направление к-рой перпендикулярно плоскости рассеяния; комптоновское рассеяние циркулярно-поляризованных  $\gamma$ -квантов на электронах; выбивание электронов из намагниченного ферромагнетика и т. п.), либо используя несохранение четности в слабых взаимодействиях. Так, напр., возникающие при  $\beta$ -распаде электроны продольно-поляризованы. Степень их поляризации равна  $-v/c$  для  $\beta^-$ -распада и  $+v/c$  для  $\beta^+$ -распада ( $v$  — скорость электрона,  $c$  — скорость света). Это обстоятельство было использовано в ряде опытов, доказывающих несохранение четности [3]. Должны быть поляризованы и электроны, возникающие при распадах за счет слабых взаимодействий  $\mu$ -,  $\lambda$ -, К-мезонов и при  $\beta$ -распадах гипезонов.

Лит.: 1) Тольхук Х. А., Поляризация электронов. Теория и эксперимент, «УФН», 1957, т. 63, вып. 4, с. 761; 2) Ахизер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1957; 3) Алиханов А. И., Слабые взаимодействия. Новейшие исследования  $\beta$ -распада, М., 1960. Б. В. Гейкенбайн.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКАЯ** — изменение электродного потенциала под влиянием прохождения электрич. тока. П. э. тесно связана с течением электродной реакции, сопутствующей прохождению тока. Если электродная реакция при равновесном потенциале протекает с достаточной скоростью, прохождение внешнего тока почти не нарушает электрхимич. равновесия на поверхности электрода (по крайней мере, пока внешний ток мал по сравнению с током обмена; см. *Электроды гальванические*); величина П. э. в этом случае может быть малой —  $< 1$  мв — и не играть практич. роли (неполяризующийся электрод).

В др. случаях П. э. может быть большой, напр.  $> 1$  в. Возникновение П. э. вызывается при этом ограниченной скоростью и кинетич. затруднениями в протекающей электродной реакции в целом или отдельных ее стадий. Изучение П. э. поэтому неразрывно связано с изучением кинетич. закономерностей и механизма электродных реакций и составляет предмет усиленно развивающегося в последние годы раздела электрохимии — электрохимич. кинетики.

Явление П. э. имеет большое практич. значение. П. э. вызывает потери электрич. энергии — приводит к увеличению напряжения, необходимого для проведения реакций электролиза, и, наоборот, снижает напряжение, получаемое от химич. источников тока. Тем не менее в отдельных случаях наличие П. э. полезно и необходимо, т. к. затрудняет протекание нежелательных электродных реакций. Так, напр., коррозионная устойчивость многих металлов в водных растворах обусловлена высоким значением перенапряжения процесса электролитич. выделения водорода. Знание кинетич. закономерностей электродных реакций позволяет регулировать электрохимич. процессы и использовать их с максимальной эффективностью.

П. э. может быть вызвана различными причинами в зависимости от того, какая из стадий электродной реакции замедлена. Концентрационная поляризация обусловлена тем, что прохождение тока через электрод и участие ионов в электродной реакции приводят к изменению концентрации потенциалопределяющих ионов вблизи поверхности электрода и, отсюда, — к сдвигу потенциала. Напр., при катодном осаждении металла из раствора его соли концентрация ионов металла в приэлектродном слое раствора  $c_s$  уменьшается по сравнению с концентрацией в середине раствора  $c_0$ . Согласно Нернста уравнению, потенциал электрода сдвигается при этом в отрицат. сторону на величину  $\Delta\phi = RT/nF \ln(c_s/c_0)$ , где  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — абс. темп-ра,  $F$  — число Фарадея,  $n$  — число электронов, участвующих в процессе. Возникающее в результате реакции неравномерное распределение концентрации восстанавливается диффузионными процессами, скорость которых ограничена. Поэтому плотность тока не может превышать некоторого предельного значения  $i_d$ , определяемого концентрацией раствора и условиями его перемешивания. По законам диффузии в стационарном режиме  $c_s/c_0 = (i_d - i)/i_d$ , где  $i$  — плотность тока. Все факторы, ускоряющие диффузионные процессы (перемешивание, повышение темп-ры и т. д.), снижают величину концентрац. поляризации и увеличивают предельный ток.

Электрохимическая (активационная) поляризация (или перенапряжение) обусловлена медленностью протекания самой электрхимич. реакции, обладающей большой энергией активации, величина к-рой может, в частности, определяться необходимостью затраты энергии на десорбцию компонентов реакции с поверхности электрода или на дегидратацию ионов в ходе электродной реакции. Снижение энергии активации и увеличение ско-



рости реакции до значений, соответствующих проходящему электрич. току, достигается изменением потенциала электрода. Наиболее четко этот вид поляризации выражен для реакции выделения  $H_2$  на металлах типа Hg, Pb, Cd и т. д.

В реакциях электроосаждения металлов П. э. может быть, кроме того, вызвана необходимостью затраты энергии на образование зародышей кристаллов и на перемещение разрядившихся атомов с места разряда к месту роста кристаллов. В отдельных случаях причиной П. э. может служить замедленное протекание чисто химич. промежуточных стадий. Для каждой заданной электродной реакции величина П. э. зависит от природы электрода и раствора, от состояния поверхности электрода, от плотности тока, проходящего через раствор, и от др. факторов.

Введение в электролит добавок, адсорбирующихся на поверхности электрода (поверхностно-активных веществ), влияет, как правило, на скорость электрохимич. реакции и, отсюда, на величину П. э. (как в сторону снижения, так и в сторону повышения). На увеличении П. э. металлич. электродов при катодном выделении  $H_2$ , в частности, основано действие т. н. ингибиторов, или замедлителей коррозии.

Действие т. н. *деполяризаторов* (веществ, добавляемых в химич. источники тока для поддержания потенциала электродов) основано, как правило, не на уменьшении или устранении П. э. (как это можно было бы думать по названию), а на том, что в их присутствии и с их участием возможно протекание другой электродной реакции, обладающей более высоким потенциалом.

Лит.: Фрумкин А. Н. [и др.]. Кинетика электродных процессов, М., 1952. В. С. Багоцкий.

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКАЯ** — см. *Эллиптическая поляризация*.

**ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** — частично или полностью поляризованное люминесцентное излучение. П. л. обусловлена анизотропией поглощения и излучения света в элементарных актах и пространственной ориентацией излучающих центров (атомов, ионов, молекул и т. п.). Последняя может быть связана с анизотропными свойствами среды (анизотропные кристаллы) или же вызвана направленным внешним воздействием (электромагнитное поле световой волны, возбуждающей люминесценцию; электрич. и магнитные поля). Наибольший интерес представляет исследование П. л. макроскопически изотропных сред, возбуждаемых поляризованным светом. В этом случае возникает анизотропия пространственного распределения поглощающих и излучающих центров, обусловленная селективным возбуждением центров, имеющих определенную ориентацию относительно возбуждающего светового вектора (анизотропные «молекулярные» центры в изотропных растворах), или же приобретаемая в процессе возбуждения (свободные атомы). Необходимое условие возможности наблюдения П. л. в изотропных средах — отсутствие между актами поглощения и испускания света промежуточных процессов, приводящих к утрате анизотропии пространственного распределения прежде, чем произойдет передача возбуждения от поглощающих центров к излучающим. Под степенью поляризации  $P$  и люминесцентного излучения изотропных сред, возбуждаемого линейно-поляризованным светом, обычно понимают величину  $P_p = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ , где  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  — интенсивности компонент люминесценции, поляризованных, соответственно, параллельно и перпендикулярно электрич. вектору  $E$  возбуждающего света. При возбуждении естеств. светом и наблюдении перпендикулярно лучу степень поляризации  $P_n = P_p (2 - P_p)$ . Исследование П. л. дает разнообразную информацию, с одной стороны, о строении самих излучающих

систем в изолированном или связанном состоянии и, с др. стороны, — о поведении излучающих систем в окружающей среде. В этих двух аспектах исследуется П. л. атомов, молекул и кристаллов.

Поляризация резонансного излучения и флуоресценции атомов была открыта Рэлеем [Rayleigh (J. W. Strutt), 1922 г.] для резонансного излучения паров ртути, почти полностью поляризованного при возбуждении линейно-поляризованным светом. В простейших случаях, когда резонансная линия расщепляется в магнитном поле в триплет («нормальный» эффект Зеемана у Hg, Cd, Zn, Ca), это явление, а также его зависимость от внешнего магнитного поля допускают простую классич. трактовку с помощью представлений о линейных осцилляторах, прецессирующих в магнитном поле. Более сложные случаи («аномальный» эффект Зеемана у Na и др. щелочных металлов) интерпретируются на основе квантового рассмотрения расщепления энергетич. уровней атомов в магнитном поле и принципа спектроскопической стабильности. Развитая на этой основе теория, учитывающая сверхтонкую структуру линий, полностью описывает экспериментальные результаты (предельные значения  $P$  при устранении всех известных деполяризирующих факторов, деполяризация в магнитных полях) как при резонансном излучении, так и при флуоресценции атомов.  $P$  паров уменьшается при увеличении плотности паров или при введении посторонних газов вследствие перераспределения возбужденных атомов по подуровням пространственного квантования.

П. л. двухатомных молекул наблюдалась в парах  $Na_2$  и др. молекул щелочных металлов,  $J_2$ ,  $Hg_2$  и др. Теория учитывает, как и в случае атомной флуоресценции, квантование вращат. момента  $J$  у молекулы. При больших значениях вращательного квантового числа  $J$  явление допускает классич. моделирование с помощью линейных осцилляторов, совпадающих с осью молекулы (ветви  $P$  и  $R$ ,  $\Delta J = \pm 1$ ,  $P_p \leq 1/2$ ) или перпендикулярных ей (ветвь  $Q$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $P_p \leq 1/2$ ) (см. *Спектроскопия молекулярная*).

П. л. сложных молекул открыта Вейгертом (F. Weigert, 1920 г.) у вязких люминесцирующих растворов органич. красителей. Вся совокупность наблюдаемых явлений успешно объясняется, если рассматривать молекулы как набор классич. линейных осцилляторов поглощения и излучения, жестко ориентированных относительно осей молекулы. Для изотропных сред эта модель допускает значения  $P_p$  от  $1/2$  (осцилляторы поглощения и излучения совпадают по направлению) до  $-1/3$  (взаимно-перпендикулярное расположение осцилляторов). Исследование зависимости  $P$  от длины волны возбуждающего света (т. н. поляризационный спектр) позволяет определять относительное расположение излучающих осцилляторов и осцилляторов, описывающих отдельные полосы в спектрах поглощения. Поляризационные диаграммы люминесценции, характеризующие пространств. распределение излучения, позволяют устанавливать (в большинстве случаев однозначно) природу элементарных излучателей — их мультипольность (см. *Мультиполь*). Исследование предельных значений  $P$  позволяет делать заключения о симметрии молекул (у не-симметрич. молекул или имеющих ось симметрии 2-го порядка  $P_p \leq 1/2$ ; у молекул, обладающих осью симметрии не ниже 3-го порядка,  $P_p \leq 1/7$ ).

Уменьшение  $P$  в результате вращат. диффузии молекул за время возбужденного состояния  $\tau$  в среде с вязкостью  $\eta$  (вращат. деполяризация) описывается ф-лой Левшина—Перрена:

$$1/P = 1/P_0 + (1/P_0 - 1/3) \frac{RT}{\eta \tau}$$

Здесь  $P$  — наблюдаемая поляризация,  $P_0$  — ее предельное значение в отсутствие вращат. деполаризации. Приведенная ф-ла позволяет определять значения  $\tau$  и молекулярного объема  $v$ .

Уменьшение  $P$  с ростом концентрации люминесцирующих молекул (концентрационная деполаризация) обусловлено межмолекулярной резонансной миграцией энергии возбуждения, происходящей за время  $\tau$  и приводящей к постепенной утрате первонач. ориентации возбужденных молекул.

П. л. к р и с т а л л о в. В анизотропных кристаллах  $P$  определяется ориентацией отдельных излучающих центров и, как правило, не зависит от длины волны и состояния поляризации возбуждающего света. В противоположность этому, в кубич. кристаллах, люминесценция к-рых определяется анизотропными центрами, закономерно ориентированными вдоль осей симметрии кристалла (4-го, 3-го или 2-го порядка), наблюдаются характерные зависимости  $P$  от длины волны возбуждающего света и относит. ориентации  $E$  и осей кристалла. Исследование этих зависимостей позволяет устанавливать анизотропию центров, характер их ориентации в кристаллич. решетке и природу (мультипольность) элементарных излучателей. Правила поляризации при переходах между квантовыми состояниями люминесцирующих ионов в кристаллах определяются симметрией этих состояний и кристаллич. поля и находятся методами теории групп.

Лит.: 1) Митчел А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М.—Л., 1937; 2) П р и н г с г е й м П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; 3) Л е в ш и н В. Л., Фотолуминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; 4) Ф е о ф и л о в П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959. П. П. Феофилов.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ МИШЕНИ — см. Поляризованные ядра.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ н у к л о н о в — пучки нуклонов, спины к-рых ориентированы преимущественно вдоль некоего выделенного направления. П. п. применяются для исследования зависимости ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц, поскольку спиновые взаимодействия играют чрезвычайно важную роль как в процессах рассеяния нуклонов на нуклонах и сложных ядрах, так и в ядерных реакциях [1—5].

При измерении проекции спина  $S_z$  нуклона на ось  $z$  могут быть получены только дискретные значения  $S_z = \pm 1/2$ . Если пучок неполяризован, т. е. спины ориентированы в пространстве хаотично, число измерений с результатом  $S_z = +1/2$  равно числу измерений с результатом  $S_z = -1/2$ , т. е. среднее значение проекции спина на ось  $z$  равно нулю. В случае полной поляризации среднее значение проекции спина на ось  $z$  равно  $+1/2$  или  $-1/2$ . Поляризацию пучка удобно характеризовать вектором  $P$ . Если  $N_{\Pi}$  — число частиц с  $S_z = +1/2$  и  $N_A$  — число частиц с  $S_z = -1/2$ ,

$$P = \frac{N_{\Pi} - N_A}{N_{\Pi} + N_A}, \text{ т. о. } -1 \leq P \leq +1. \text{ Пучок}$$

наз. продольно поляризованным, если вектор поляризации  $P$  направлен по импульсу  $k$  частицы, и поперечно поляризованным, если  $P$  перпендикулярен  $k$ .

Все обычные ионные источники дают пучки неполяризованных нуклонов. Применяют следующие методы получения П. п.: 1) получение П. п. медленных протонов с помощью спец. ионного источника и последующее их ускорение до необходимой энергии; 2) поляризация нуклонов в результате ядерного и электромагнитного рассеяния; 3) поляризация нуклонов в ядерных реакциях. Методы 2 и 3 позволяют получить пучки нуклонов с высокой поляризацией без применения спец. ионных источников в ускорителях.

Однако интенсивность таких пучков невелика, поскольку вторичные поляризованные частицы составляют малую долю первичного пучка.

**I. Источники медленных поляризованных протонов.**

Существует несколько принципиальных возможностей получения П. п. медленных протонов [3]. 1) пространственное разделение пучка нуклонов неоднородным магнитным полем (опыт Штерна — Герлаха); 2) использование метастабильного возбужденного уровня  $2S_{1/2}$  атомарного водорода; 3) поляризация водородных ионов путем захвата электронов из тонких намагниченных железных фольг.

В результате взаимодействия магнитных моментов электрона и протона атомы водорода во внешнем магнитном поле  $H$  распределены по 4 различным энергетич. состояниям  $W_i$ , соответствующим указанным на рис. 1 ориентациям спинов электрона и протона относительно направления этого поля, т. е. различным магнитным квантовым числам  $m_j$  (электрон) и  $m_I$  (протон). В слабых неоднородных магнитных полях сила, действующая на атомы водорода, находящиеся в состояниях с различными квантовыми числами,  $F = -\text{grad } W = -\frac{\partial W}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial r}$ , неодинакова, поэтому можно произвести пространственное разделение частиц с различной ориентацией спинов и выделить компоненту  $I$  со спином протона, направленным вдоль магнитного поля, т. е. получить пучок протонов со 100%-й поляризацией ( $m_I = +1/2$ ). Получение больших градиентов, необходимых для эффективного пространственного разделения компонент в условиях слабого поля, возможно лишь при малых апертурах магнитных устройств. Поэтому в слабых полях не удается добиться интенсивностей, превышающих  $10^8$  протонов/сек. Высокоинтенсивные пучки получают методом пространственного разделения в магнитном поле, переходящем из сильного в слабое, и методом разделения в сильном магнитном поле с наложенным высокочастотным полем.

Из рис. 1 видно, что в сильном магнитном поле компоненты 1 и 2 сильно отличаются энергетически от компонент 3 и 4. С др. стороны, разность уровней между отдельной парой невелика. Применяя сильное неоднородное магнитное поле, легко отделить пару компонент 1—2 от пары 3—4. Пара компонент 1—2 в сильном поле полностью поляризована по электронному спину, но не поляризована по спину протона. Действительно, из рис. 1 видно, что компонента 1 имеет проекцию протонного спина, равную  $+1/2$ , а компонента 2 — проекцию протонного спина, равную  $-1/2$ . При адиабатич. переходе к слабому магнитному полю компонента 1 (соответствующая проекции полного момента атома  $m_F = +1$ ,  $m_j = +1/2$  и  $m_I = +1/2$ ) переходит в состояние, отвечающее полному спину атома, равному 1, и полно-

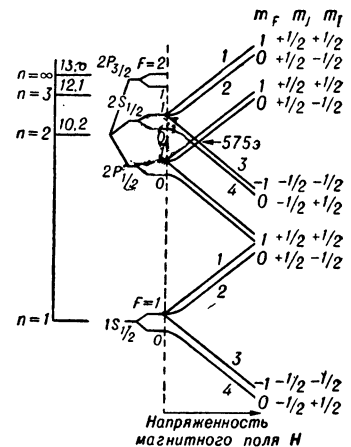


Рис. 1. Система энергетических уровней и асемановское расщепление компонент сверхтонкой структуры атома водорода;  $m_j$ ,  $m_I$ ,  $m_F$  — магнитные квантовые числа спина электрона, ядра и полного момента атома  $F = j + I$  соответственно.

Действительно, из рис. 1 видно, что компонента 1 имеет проекцию протонного спина, равную  $+1/2$ , а компонента 2 — проекцию протонного спина, равную  $-1/2$ . При адиабатич. переходе к слабому магнитному полю компонента 1 (соответствующая проекции полного момента атома  $m_F = +1$ ,  $m_j = +1/2$  и  $m_I = +1/2$ ) переходит в состояние, отвечающее полному спину атома, равному 1, и полно-

стью поляризованное по электронному и протонному спину. Компонента же 2 в сильном поле ( $m_j = +1/2$ ,  $m_I = -1/2$ ) адиабатически переходит при нулевом поле в состояние, отвечающее полному спину атома, равному единице, и проекцией этого спина  $m_F = 0$ . Такое состояние не поляризовано ни по электронному, ни по протонному спину (состояние описывается волновой функцией вида  $(+1/2, -1/2) + (-1/2, +1/2)$ ). Т. о., при адиабатич. переходе компоненты 2 происходит ее деполаризация. Поскольку выделенный пучок состоит из компонент 1 и 2, то этот пучок поляризован на 50%. Последующая ионизация атомного пучка слабо влияет на поляризацию.

Перспективным является метод «перекачки» компоненты 2 в компоненту 4 с помощью радиочастотных переходов, частота к-рых отвечает разности энергий уровней компонент 2 и 4 при заданном постоянном поле. Этим путем можно уменьшить заселенность компоненты 2, т. е. повысить поляризацию. Расчеты показывают, что при частоте  $\sim 1500$  мГц можно ожидать получения 75% поляризации вместо 50%. Описанными методами можно получать пучки с интенсивностью  $\sim 10^{13}$  протонов/сек. В. Лэмбом [7] и Е. К. Завойским [8] предложен метод получения поляризованных пучков путем использования возбужденного метастабильного  $2S_{1/2}$  состояния водорода в магн. поле 574 э. Применение этого способа дало бы возможность выделения компонент 1, 2, поляризованных по электронному спину, без применения неоднородных магнитных полей. Для выделения атомов H в возбужденном  $2S_{1/2}$ -состоянии нужно осуществлять избирательную ионизацию атомов водорода. Ионизирующие электроны должны обладать энергией от 3,3 эв до 13,5 эв; если использовать фотоионизацию, то длина волны ионизирующего света должна лежать в пределах от 1250 Å до 3700 Å.

Предложен также метод получения поляризованных протонов путем захвата ими электронов из намагниченных до насыщения ферромагнитных фольг [9]. Оптимальная величина поляризации  $\sim 15\%$ . Таким методом надеются получить пучки протонов в неск. мка.

Создание ионных источников П. п. сопряжено с очень большими технич. трудностями ввиду необходимости получения высокой интенсивности пучка перед его введением в ускоритель.

## II. Поляризация при рассеянии [1, 10, 14, 15].

Силы, действующие на нуклон в процессе рассеяния, вообще говоря, зависят от ориентации его спина, поэтому в наиболее простом случае рассеяния нуклона на бесспиновом ядре вероятность рассеяния в определенном телесном угле зависит от относительной ориентации спина нуклона и нормали к плоскости рассеяния. Эта нормаль определяется соотношением

$$n = \frac{k_{in} \times k_f}{|k_{in} \times k_f|}, \text{ где } k_{in} \text{ — импульс падающего нуклона,}$$

$k_f$  — импульс рассеянного нуклона. Падающий неполяризованный пучок нуклонов можно представить себе как сумму двух пучков равной интенсивности, один из к-рых полностью поляризован в направлении нормали, а второй — антипараллельно ей; интенсивность рассеянного пучка со спинами, параллельными нормали  $n$ , будет отличаться от интенсивности рассеянного пучка со спинами, антипараллельными  $n$ , т. е. рассеянный пучок, содержащий оба эти компонента, оказывается поляризованным. (При рассеянии пучка нуклонов на бесспиновых ядрах спины не переворачиваются относительно направления нормали  $n$ , поскольку это противоречило бы сохранению четности и полного момента количества движения). Причину зависимости вероятности рассеяния от взаимной ориентации спина и нормали к плоскости рассеяния

можно понять физически, как результат *спин-орбитального взаимодействия*. Поляризация возникает тогда, когда потенциал взаимодействия зависит от взаимной ориентации спина  $S$  и орбитального момента  $L$ . Т. о., поляризация пучка нуклонов может быть изучена по ее влиянию на азимутальную зависимость интенсивности рассеяния поперечно поляризованного пучка. Параметр асимметрии определяется как  $\epsilon_{\max} = \left[ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Pi} - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Lambda} \right] / \left[ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Pi} + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Lambda} \right]$ , где  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Pi}$  — дифференциальное сечение рассеяния нуклонов при параллельной ориентации начальной поляризации  $P_i$  и нормали к плоскости рассеяния  $n$ ,  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Lambda}$  — дифференциальное сечение рассеяния при антипараллельной ориентации  $P_i$  и  $n$ .  $\epsilon_{\max}$  — функция полярного угла рассеяния  $\theta$  и энергии нуклона  $E$ :  $\epsilon_{\max} = f(\theta, E)$ . В дальнейшем ограничимся нуклон-нуклонным и нуклон-ядерным рассеяниями, обусловленными сильными и электромагнитным взаимодействиями. Анализ для случая рассеяния нуклонов на неполяризованных ядрах с произвольным спином проведен Вольфенштейном и Ашкиным, к-рые доказали следующие теоремы [11, 12, 13]: 1) азимутальное распределение интенсивности рассеяния пропорционально  $(1 + \epsilon_{\max} n P_i)$ , где  $\epsilon_{\max}$  не зависит от азимутального угла  $\phi$  и является ф-цией только  $\theta$  и  $E$ ; 2) поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка, всегда пропорциональна  $\sin \theta$  и направлена по нормали к плоскости рассеяния:  $P = P_n$ ; 3) параметр асимметрии  $\epsilon_{\max}$  равен поляризации  $P$ .

Из этих теорем непосредственно следует: 1) угловое распределение интенсивности рассеяния можно представить в виде  $\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} = \left[ \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right]_0 (1 + \epsilon_{\max} n P_i)$ , где

$\left[ \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right]_0$  — сечение рассеяния неполяризованного пучка;

2) продольная компонента поляризации не приводит к азимутальной асимметрии рассеяния и, следовательно, не может быть проанализирована в одном акте рассеяния; 3) при рассеянии неполяризованного пучка на углы 0° и 180° последний не поляризуется. Физически это отвечает тому, что в этих случаях нельзя определить плоскость рассеяния; 4) азимутальное распределение неполяризованного пучка

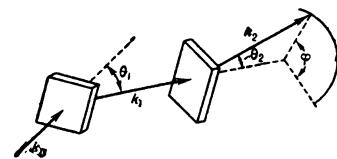


Рис. 2. Геометрия опыта по двойному рассеянию с целью обнаружения поляризации. Начальный неполяризованный пучок нуклонов с волновым вектором  $k_0$  падает на первую мишень. Он рассеивается на угол  $\theta_1$  и движется в новом направлении  $k_1$ . Затем, рассеиваясь вторично на второй мишени, пучок движется в направлении  $k_2$ , определяемом углом рассеяния  $\theta_2$  и азимутальным углом  $\phi$ .

изотропно. Поэтому при использовании неполяризованных пучков и мишеней поляризация исследуется только в опыте по двойному рассеянию. Схему такого эксперимента см. на рис. 2. В первом рассеянии пучок поляризуется, во втором — анализируется. Ф-ла для распределения интенсивности после второго рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma(\theta_2, \phi_2, E_2)}{d\Omega} = \left[ \frac{d\sigma(\theta_2, E_2)}{d\Omega} \right]_0 \times [1 + P_1(\theta_1, E_1) \epsilon_{\max}(\theta_2, E_2) \cos \phi],$$

где  $\phi$  — угол между плоскостями первого и второго рассеяния. Обычно вводят коэфф. асимметрии:

$$\epsilon = P_1(\theta, E_1) \epsilon_{\max}(\theta_2, E_2) = P_1(\theta_1, E_1) P_2(\theta_2, E_2).$$

Если оба акта рассеяния происходят в одной плоскости и условия идентичны, то  $P = \sqrt{\epsilon}$ . Независимо

от знака  $P$ , асимметрия после второго рассеяния в этом случае такова, что большинство частиц рассеивается в направлении, противоположном направлению нерассеянного пучка. В результате опыта по двойному рассеянию на идентичных рассеивателях не может быть определен знак поляризации. Если второе рассеяние происходит на рассеивателе с известными поляризационными свойствами, то можно определить знак поляризации, возникающей при первом рассеянии.

Рассеяние полностью поляризованного пучка на бесспиновой мишени описывается определенной спиновой функцией (чистое состояние). Из этого вытекают некоторые интересные следствия, напр. отсутствие деполаризации рассеянного пучка, если направления  $P_i$  и  $\nu$  совпадают. Более полное квантово-механич. описание рассеяния П. п. см. в [2, 10, 14, 15].

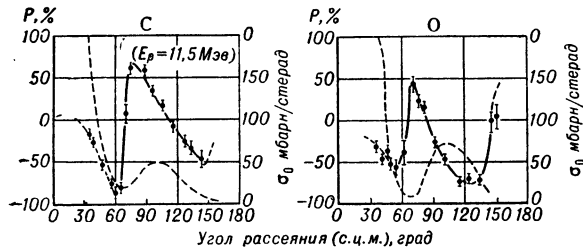


Рис. 3. Угловая зависимость поляризации  $P(\theta)$  (сплошная кривая) и дифференциального сечения  $\sigma_0(\theta)$  (пунктирная кривая) протонов с энергией 10 Мэв при рассеянии на С и на О.

Интенсивное экспериментальное исследование поляризации при рассеянии началось с 1951 г. Помимо изучения поляризации, как таковой, цель последующих опытов состояла в определении параметров спин-орбитального потенциала, проведения однозначного (или уточненного) фазового анализа и проверке инвариантности сильных взаимодействий относительно отражения пространственно-временных координат. Результаты эксперимента и их теоретич. интерпретация сводятся в основном к следующему:

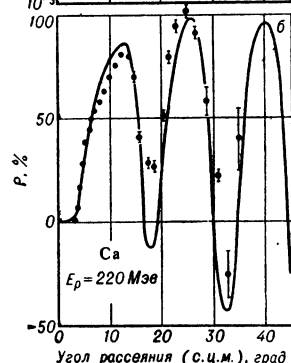
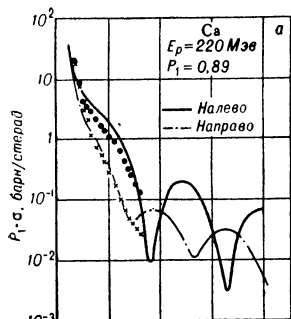


Рис. 4. Угловая зависимость величины  $P_1 \cdot \sigma$  при рассеянии влево и направо (а) и поляризации (б) при упругом рассеянии протонов с энергией 220 Мэв на ядрах Са.

описывается оптич. моделью ядра со спин-орбитальной связью [2]. При энергиях выше 100 Мэв и малых углах рассеяния  $P$  положительна и практически не зависит от радиуса ядра, ее величина в максимуме превышает 70%. Такое поведение поля-

ризации получило объяснение в рамках квантово-механич. рас-  
смотра. 3) В энергетич. интервале 95—220 Мэв исследована поляризация при неупругом рассеянии на ядрах Li, Be, C, B, F, Vi. При возбуждении первых уровней ядер  $P$  положительна и велика. Так, при возбуждении уровня углерода 9,6 Мэв она достигает 90%.  $P$  практически не зависит от радиуса ядра. Ее угловая зависимость мало отличается от таковой для упругого рассеяния. С увеличением неупругости  $P$  уменьшается. 4) Из эксперимента следует, что поведение  $\sigma$  и  $P$  при рассеянии на ядрах со спином (Al, N) и бесспиновых ядрах почти одно и то же. Следовательно, вклад спин-спиновых сил в нуклон-ядерное рассеяние невелик. 5) Измерения продольной компоненты поляризации нуклонов при рассеянии неполяризованных пучков показали, что эта компонента не превышает 0,1%. Т. о., закон сохранения четности в сильных взаимодействиях справедлив, по крайней мере, с такой же точностью. 6) В опытах по двойному рассеянию на С и N при прямом и обратном порядке рассеяния (сначала на N, потом на С) установлено, что  $P = \epsilon_{\max}$  с точностью до 2%. Поскольку это равенство при нуклон-нуклонном рассеянии следует из инвариантности взаимодействия относительно обращения времени, эксперимент подтверждает, что эта инвариантность имеет место в сильном взаимодействии. 7) В энергетич. интервале 250—1000 Мэв поляризация в протон-протонном рассеянии положительна и достигает в максимуме 40—50%. Максимальное значение  $P$  остается постоянным при этих энергиях с точностью до ошибок эксперимента (~10%). Угловая зависимость  $P$  хорошо изучена при 200—400 Мэв и заметно отличается от вида  $\sin 2\theta$ , что свидетельствует о вкладе парциальных волн с  $l > 1$ .

Вся совокупность данных по нуклон-ядерному и нуклон-нуклонному рассеянию указывает на большой вклад спин-орбитальных сил и не может быть объяснена периферическими силами другого типа.

### III. Поляризация частиц в ядерных реакциях

[2, 17, 18].

Поляризация нейтронов и протонов в ядерных реакциях возникает как результат ядерного — спин-орбитального взаимодействия [16].

Из анализа общих формул квантовой механики теоретически выводятся следующие основные закономерности возникновения поляризованных частиц в ядерных реакциях при сильных взаимодействиях.

1) Вектор поляризации всегда перпендикулярен к плоскости реакции; 2) если отсутствует спин-орбитальная связь, поляризация равна нулю; 3) если в реакции эффективно участвуют (либо в начальном, либо в конечном состоянии) одни  $s$ -волны, поляризация равна нулю; 4) если реакция идет через уровень составного ядра с  $j = 1/2$  и определенной четности (или  $j = 0$ , а четность любая) — поляризация исчезает; 5) если в конечном состоянии суммарный спин равен нулю, то поляризация исчезает; 6) поляризация возникает от интерференции различных участвующих в реакции парциальных волн конечных каналов спинов; поэтому, если в матрице рассеяния имеется всего лишь один элемент, не равный нулю, поляризация исчезает; 7) для углов реакции  $\theta = 0$  и  $180^\circ$  поляризация всегда равна нулю. Т. о., поляризация частиц в реакциях — сложная функция энергии и угла.

Поляризация нейтронов или протонов, образующихся в реакциях, определяется из измерений азимутальной асимметрии рассеяния этих частиц, к-рую можно обнаружить с помощью устройства, аналогичного показанному на рис. 2.

Неполаризованный пучок из ускорителя имеет направление  $k_0$ . Нейтроны или протоны, образующиеся в результате реакции на первой мишени, вылетают в направлении  $k_1$ . Регистрируются частицы, вылетающие после рассеяния на второй мишени в направлении  $k_2$ . Отношение интенсивностей рассеянных частиц в положении  $\varphi = 0$

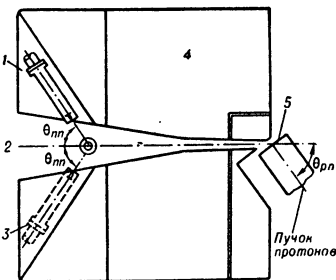


Рис. 5. 1 и 3 — счетчик (в двух разных положениях); 2 — рассеиватель; 4 — защита; 5 — мишень.

и в положении  $\varphi = \pi$  (часто называемое право-левой симметрией) равно  $R = \frac{I(\varphi = 0)}{I(\varphi = \pi)} = \frac{1 + P_1(\theta_1)P_2(\theta_2)}{1 - P_1(\theta_1)P_2(\theta_2)}$ , где  $P_1(\theta_1)$  — поляризация частиц реакции,  $P_2(\theta_2)$  — поляризация, к-рая возникла бы при рассеянии неполяризованных частиц на второй мишени. Одна из экспериментальных установок такого типа дана на рис. 5. Из измерений  $R$  определяется лишь произведение  $P_1P_2$ .

В качестве поляриметров обычно применяются ядра со спином 0, для к-рых фазовый анализ рассеяния выполнен достаточно полно и поляризация  $P_2$  известна. Это — ядра  $C^{12}$ ,  $O^{16}$ ,  $Ne^4$ . Величину  $P_2$  можно определить из двойного рассеяния, а также методом обратных реакций (напр., использовать реакцию  $T + p \rightarrow He^3 + n$  для получения П. п., а анализ осуществлять по обратной реакции  $He^3 + n \rightarrow T + p$ , тщательно подбирая углы и энергии так, чтобы они совпадали в системе центра масс). Для определения поляризации нейтронов можно использовать Мотт-Швингеровское рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы.

Анализ поляризации нейтронов из наблюдений азимутальной асимметрии рассеяния имеет ряд специфич. особенностей. Использование в качестве анализаторов  $C^{12}$  и  $O^{16}$  неудобно, т. к. в области энергии неск. Мэв эти ядра обладают развитой структурой уровней и поляризация рассеянных на них нейтронов меняется не монотонно. Существенным недостатком методов, в к-рых в качестве анализаторов используются ядра  $C^{12}$  и  $O^{16}$ , является также значительный фон (до 80%) нейтронов, попадающих из мишени в детектор, минуя анализатор. Поэтому для анализа поляризации нейтронов был предложен поляриметр, в котором рассеивателем служат ядра  $He^4$ . Для  $He^4$   $P_2$  — плавно зависящая от энергии величина, значения к-рой известны в широкой области энергий (1—40 Мэв). Второе преимущество данной методики связано с возможностью регистрации ядер отдачи  $He^4$ . Гелиевый нейтронный поляриметр состоит из пропорциональных счетчиков направленного действия. Прибор непосредственно регистрирует ядра отдачи  $He^4$ , а не рассеянные нейтроны. Это позволяет снизить уровень фона до 15% и ниже. Другой тип анализаторов поляризации нейтронов представляют сцинтилляционная гелиевая камера высокого давления ( $He^4 + 10\%Xe$  — при 150—200 атм.) и гелиевый жидкостный поляриметр. Применение гелиевых поляриметров позволяет изучать поляризацию частиц в реакциях, соответствующих образованию конечного ядра не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Для уменьшения ошибок в измерении поляризации, связанных с неточностями механич. юстировки, вместо вращения детектора на  $180^\circ$  (переход от  $\varphi = 0$  к  $\varphi = \pi$  и обратно) можно вращать вектор поляризации магнитным полем соленоида.

В наст. время изучено большое количество реакций, дающих поляризованные частицы [5, 17, 18].

Часть экспериментальных данных приведена на рис. 6.

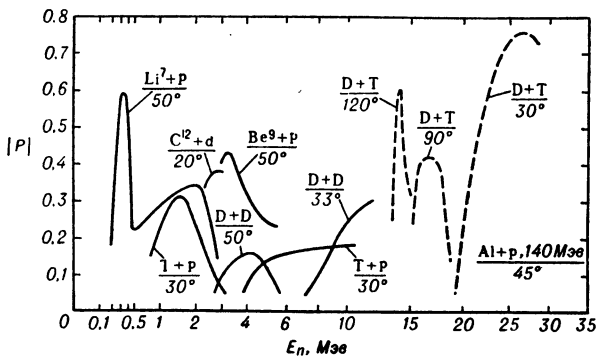


Рис. 6. Зависимость поляризации нейтронов от их энергии для различных реакций.

Для расчета поляризации частиц в реакции срыва применяется метод борновского приближения с искаженными волнами, согласно к-рому предполагается, что волны как падающей, так и улетающей частицы искажены взаимодействием с ядром — мишенью и остаточным ядром. Без учета спиновых зависимостей потенциала взаимодействия для поляризационных эффектов получаются определенные правила [19], к-рые могут быть проверены экспериментально.

1. В области малых углов знак поляризации зависит от полного момента  $j_c$  захваченной частицы и в случае преимущественного искажения дейтронной волны знак «+» соответствует  $j = l_c + 1/2$ , а знак «-» —  $j = l_c - 1/2$ , где  $l_c$  — орбитальный момент захваченной частицы. 2. Максимальные значения поляризации ограничены пределами  $P_{\max} \leq 1/3 \frac{l_c}{l_c + 1}$  для  $j_c = l_c + 1/2$  и  $P_{\max} \leq 1/3$  для  $j_c = l_c - 1/2$ , а отношение  $P(j_c = l_c + 1/2)/P(j_c = l_c - 1/2) = -l/(l + 1)$ . 3. Знак поляризации в предположении малости искажений изменяется в зависимости от амплитуды обычного срыва. Изменение знака должно происходить в районе первого дифференциального минимума в угловом распределении продуктов реакции дейтронного срыва. С помощью правил 1 и 2 можно определять спектроскопич. характеристики уровней ядра — спин и четность.

Особый интерес представляет изучение поляризации частиц, соответствующих образованию конечного ядра в первом возбужденном состоянии, поскольку в этом случае существует простая связь между параметром теории искаженных волн, определяющим степень поляризации частиц, и параметром, характеризующим вид  $[n-\gamma]$  корреляционной функции.

Эксперименты с поляризованными частицами дают возможность изучать механизм ядерных реакций.

Несмотря на ограничения в энергии и интенсивности [не более  $10^7 - 10^9$  (частиц/сек. стер)], ядерные реакции — важный источник поляризованных частиц. Для нейтронов с энергией в неск. Мэв ядерные методы, основанные на спин-орбитальных эффектах, пока служат наиболее удобным средством для получения П. п.

Поляризация дейтронов ( $S = 1$ ), в отличие от поляризации частиц со спином  $1/2$ , — явление более сложное. Источником ориентированных дейтронов могут служить: упругое рассеяние дейтронов на ядрах  $He^4$ ,  $C^{12}$ , а также реакции (pd), (nd), ( $He^3d$ ) и ( $He^4d$ ).

Изучение поляризационных явлений при рассеянии дейтронов позволяет выяснить и уточнить характерные черты оптической модели ядер.

О получении П. п. медленных нейтронов см. Поляризация медленных нейтронов.

Лит.: 1) Левинтов И. И., «УФН», 1954, т. 54, вып. 2, с. 285; 2) Файснер Г., Поляризация нуклонов при рассеянии, пер. с нем., М., 1960; 3) Поляризация нуклонов. Труды Международной конференции по поляризационным явлениям в ядрах. Базель, 4—8 июля 1960 г., пер. с англ., М., 1962; 4) Современные проблемы ядерной физики. [Доки. конференция 4—8 сент. 1961 г.], пер. с англ., под ред. М. В. Казарновского, М., 1963 (Резерфордская юбилейная междунар. конф., Манчестер, 1961); 5) Строение ядра. Сб. обзорн. докл., прочитанных на Междунар. конф. по структуре ядра в Канаде в 1960 г., пер. с англ., М., 1962; 6) Адышев Б. П. [и др.], в кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях, М., 1958; 7) Lamb W., Retherford R. C., «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 549; 8) Завойский Е. К., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 4, с. 731; 9) его же, там же, 1957, т. 32, вып. 2, с. 408; 10) Tolhoek H. A., «Revs Modern Phys.», 1956, v. 28, № 3, p. 277; 11) Wolfenstein L., «Phys. Rev.», 1949, v. 75, p. 1664 (рус. пер. «Проблемы совр. физики», 1955, вып. 6); 12) Wolfenstein L., Ashkin J., «Phys. Rev.», 1952, v. 85, № 6, p. 947 (рус. пер. «Проблемы совр. физики», 1956, вып. 7); 13) Wolfenstein L., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1956, v. 6, p. 43 (рус. пер. «УФН», 1957, т. 62, вып. 1, с. 71); 14) Beth H. A., «Ann. Phys.», 1958, v. 3, № 1, p. 190; 15) Stapp H. P. [a. o.], «Phys. Rev.», 1957, v. 105, № 1, p. 302; 16) Schwinger J., там же, 1948, v. 73, № 4, p. 407; 17) Fast neutron physics. Ed. J. B. Marion and A. L. Fowler, pt 2, N. Y. — L., 1963 (Interference monographs and texts in physics and astronomy, v. 4); 18) Haeblerli W., Study of polarization from reactions. Report from international conference in fast neutron physics, Rice University, February 26—28, 1963; 19) Huber R. [a. o.], «Nucl. Phys.», 1958, v. 9, № 1, p. 94.

Д. П. Коновец, И. С. Тростин.

**ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЯДРА.** Поляризация ядер — один из двух частных случаев ориентации ядер; другой случай — квадрупольная, или выстраивание ядер. Ориентированными наз. совокупность ядер, спины  $I$ -к-рых имеют преимущественное направление в пространстве.

Экспериментальные исследования с ориентированными ядрами начались и определялись развитием техники получения и измерения сверхнизких темп-р. Эти исследования превратились в самостоят. область, к-рая и по методике, и по результатам лежит на

границе ядерной физики и физики твердого тела. Примером такого рода работ является экспериментальное подтверждение закона несохранения четности в слабых взаимодействиях (опыт Ву, Амблера и др.) и получение Н. Кюрти [10] рекордно низких температур  $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  °К с помощью ядерного размагничивания (см. ниже). Исследования с ориентированными ядрами являются одним из наиболее важных направлений в физике ядра и элементарных частиц.

Проекция спина ядра  $I$  на заданную ось может принимать  $2I + 1$  значений:  $m = I, I - 1, \dots, -I$ . В отсутствие выделенного для спинов направления уровни ядра ( $2I + 1$ )кратно вырождены по  $m$ . В этом случае все  $2I + 1$  возможных направлений  $I$  равновероятны и ориентации ядер нет (рис. 1, а). Создать ориентацию ядер (ориентировать можно ядра с  $I \neq 0$ ) можно с помощью магнитного или неоднородного электрич. поля. При наложении на образец с ядрами магнитного поля  $H$  взаимодействие  $H$  с магнитным

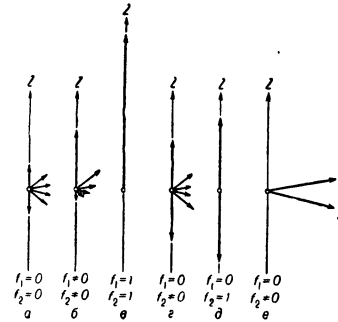


Рис. 1. Иллюстрация различных случаев ориентации ядер со спином  $I = 5/2$ : стрелки соответствуют состояниям ядра

с различными возможными проекциями  $I$  на ось ориентации  $z$ :  $I_z = +5/2, +3/2, +1/2, -1/2, -3/2, -5/2$ ; длина стрелок пропорциональна заселенности состояний; а — ориентации нет; б — частично поляризованные ядра; в — полностью поляризованные ядра; г — частично выстроенные ядра; д — полностью выстроенные ядра; е — ядра, выстроенные в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ .

моментом ядра  $\mu_N$  снимает вырождение и расщепляет уровень ядра на  $2I + 1$  равноотстоящих подуровней, расстояние между к-рыми равно  $\Delta E = \mu_N H / I$ . Этим подуровням соответствуют различные проекции  $I$  на  $H$  и различные энергии взаимодействия  $\mu_N$  с  $H$ , именно  $E_m = -m\mu_N H / I = -m\Delta E$ . В равновесном состоянии относ. заселенности подуровней определяются распределением Больцмана:  $a_m = \text{Aexr}(-E_m/kT) = \text{Aexr}(-m\Delta E/kT)$ . Различия в заселенностях подуровней с разными  $m$  приводит к преимуществ. направлению спинов ядер по полю (или против поля, если  $\mu_N < 0$ ), т. е. к ориентации ядер, степень к-рой зависит от отношения  $\Delta E/kT$ . Рис. 1, б иллюстрирует случай  $\Delta E/kT = 0,5$ . При  $\Delta E/kT \gg 1$  заселен только нижний подуровень и спины всех ядер лежат в направлении поля, т. е. ориентация полная (рис. 1, в). При доступных в наст. время значениях  $\Delta E$  получить заметную ориентацию можно только при низких темп-рах.

При ориентации ядер магнитным полем  $H$  энергия подуровней зависит от знака  $m$ , т. е. среднее по подуровням значение проекции  $I$  на  $H$ ,  $I_H = \sum m a_m / \sum a_m$  отлично от нуля. Такой случай ориентации наз. поляризацией.

Другой случай ориентации — выстраивание, или квадруполяризация, ядер — возникает, напр., при наложении на ядра неоднородного электрич. поля. Взаимодействие градиента электрич. поля  $\partial E / \partial z$  (для простоты рассмотрим случай аксиально симметричного поля) с электрич. квадрупольным моментом ядра  $q_N$  снимает вырождение по направлениям  $I$  не полностью: уровни ядра расщепляются на  $I + 1$  (при  $I$  целом) или  $I + 1/2$  (при  $I$

полуцелом) подуровней, энергия к-рых не зависит от знака  $m$ :  $E_m = \text{const} \cdot q_N \cdot \partial E / \partial z \cdot [m^2 - 1/3 I(I+1)]$ .

В этом случае числа ядер в состояниях, отличающихся знаком  $m$ , одинаковы и, следовательно,  $\bar{I}_z = 0$ , т. е. поляризации нет, но  $\bar{I}_z^2$  отлично от  $\bar{I}_z$  при равной заселенности всех уровней и имеет место выстраивание (рис. 1, г). Физ. смысл выстраивания ядер особенно понятен в случае полностью выстроенных ядер (рис. 1, д).

Параметры ориентации. Хотя степень ориентации ядер полностью определяется  $2I + 1$  значениями заселенностей подуровней  $a_m$ , ее принято выражать через более удобные величины — параметры ориентации  $f_k$ . При нормировке  $\sum_m a_m = 1$  имеется  $2I$  независимых параметров  $f_k$ , определяющихся в случае аксиальной симметрии оси квантования выражениями:

$$f_k = \frac{(2I-1)!}{(2I)!} \sum_m a_m \left[ \sum_{v=0}^k (-1)^v \times \right. \\ \left. \times \frac{(I-m)!(I+m)!}{(I-m+v)!(I+m-k+v)!} (c_k^v)^2 \right], \\ f_1 = \bar{m} / I,$$

$$f_2 = 3 [\bar{m}^2 - 1/3 I(I+1)] / I(2I-1),$$

$$f_3 = 5 [\bar{m}^3 - 1/5 (3I^2 + 3I - 1) \bar{m}] / I(I-1)(2I-1),$$

где

$$\bar{m} = \sum_m m a_m, \bar{m}^2 = \sum_m m^2 a_m, \bar{m}^3 = \sum_m m^3 a_m, \dots, f_k = 0$$

для  $k > 2I$ . Величины  $f_k$  нормированы так, что их максимальные значения равны 1. Если ориентации нет [ $\forall a_m = 1 / (2I + 1)$ ], то все  $f_k$  обращаются в нуль.

Обычно главную роль играют лишь  $f_1$  и  $f_2$ .  $f_1$  наз. поляризацией, а  $f_2$  — квадруполяризацией ядер.  $f_1$  пропорциональна средней проекции спина на ось квантования, а  $f_2$  — разности между  $\bar{m}^2$  и значением  $\bar{m}^2$  в отсутствие ориентации. При  $f_1 \neq 0$  обычно и  $f_2 \neq 0$  (кроме случая  $I = 1/2$ ), но при  $f_2 \neq 0$  возможны и часто имеют место случаи, когда  $f_1 = 0$ .

Для П. я. хотя бы одно из  $f_k$  с нечетным  $k$  отлично от нуля; для выстроенных — все  $f_k$  с нечетными  $k$  равны нулю, но хотя бы одно из  $f_k$  с четным  $k$  отлично от нуля. В этом случае числа ядер в состояниях, отличающихся знаком  $m$ , равны. Выстраивание возможно лишь для ядер с  $I > 1/2$ .

Обычно при выстраивании нижним является подуровень с  $m = \pm I$  и имеет место выстраивание вдоль оси поля — осевое выстраивание. В нек-рых случаях анизотропия внутрикристаллич. электрич. поля такова, что нижним является подуровень с минимальной проекцией спина:  $I = 0$  (при  $I$  целом) или  $I = \pm 1/2$  (при  $I$  полуцелом). Тогда при достаточности больших  $I$  ( $I > 2$ ) возможно т. н. выстраивание в плоскости: направления спинов в основном лежат в плоскости, перпендикулярной оси поля (рис. 1, е).

Методы ориентации ядер можно разделить на статические и динамические. Динамич. методы, открытые всего неск. лет тому назад, разрабатываются в основном для исследования взаимодействия поляризованных нуклонов с П. я. (в особенности, с поляризованными протонами) и будут рассмотрены во 2-й части этой статьи.

Статические методы ориентации ядер основаны на различных сверхтонких взаимодействиях, расщепляющих состояние ядра на ряд подуровней, и охла-



ждении образца с ядрами до низкой темп-ры, при к-рой возникает преимуществ. заселение нижних подуровней. Распределение ядер по подуровням стационарно и соответствует тепловому равновесию между решеткой и системой спинов ядер.

Для получения значит. ориентации ( $f_1 > 1\%$ ) при доступных величинах сверхтонких взаимодействий необходимо охлаждение образца с ядрами до сверхнизких темп-р ( $0,001-0,1^\circ \text{K}$ ), что достигается *адиабатическим размагничиванием* парамагнитных солей. При этом поляризуемые ядра вводятся в состав размагничиваемой соли или образец с ядрами соединяется с этой солью холодопроводом. На рисунке 2 показан криостат для ориентации ядер, входящих в состав парамагнитной соли. Сверхтонкое расщепление уровней ядра можно получить или за счет взаимодействия магнитного момента ядра с внешним магнитным полем или за счет «естественных» сверхтонких взаимодействий в твердых телах.

В методе поляризации ядер во внешнем поле (прямым методом) на охлажденный до

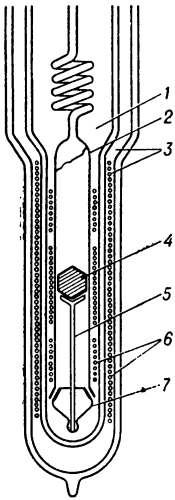


Рис. 2. Криостат для ориентации ядер (Лейден): 1 — жидкий гелий; 2 — стеклянная лампа, откачиваемая перед проведением адиабатич. размагничивания; 3 — жидкий азот; 4 — парамагнитная соль, в состав к-рой входят ориентируемые радиоактивные ядра; 5 — стеклянная теплоизолирующая подставка; 6 — катушки взаимной индукции для измерения темп-ры соли по магнитной восприимчивости; 7 — стеклянный шлиф. Ориентация ядер исследуется по анизотропии  $\gamma$ -излучения ядер, измеряемой с помощью находящихся вне криостата  $\gamma$ -счетчиков, не показанных на рис.

лирующая подставка; 6 — катушки взаимной индукции для измерения темп-ры соли по магнитной восприимчивости; 7 — стеклянный шлиф. Ориентация ядер исследуется по анизотропии  $\gamma$ -излучения ядер, измеряемой с помощью находящихся вне криостата  $\gamma$ -счетчиков, не показанных на рис.

сверхнизкой темп-ры  $T$  образец накладывается сильное магнитное поле  $H$ , создающее расщепление ядерных уровней  $\Delta E = \mu_n H/I$ . Поляризация ядер равна:  $f_1 = B_I (\mu_n H/kT)$ , где  $B_I$  — ф-ция Бриллюэна. При  $\mu_n H \ll kT$ ,  $f_1 = [(I+1)/3I] \cdot [\mu_n H/kT]$  [1]. Недостаток метода — трудность получения больших  $H$  и необходимость применения косвенного метода охлаждения: образец с ядрами должен охлаждаться размагничиваемой солью через холодопровод, длина к-рого должна быть достаточной, чтобы поле  $H$  не влияло на соль. Из-за этого трудно получить темп-ру ниже  $0,05^\circ \text{K}$ . Преимущество метода — его применимость практически ко всем ядрам. Необходимо лишь, чтобы время релаксации ядерных спинов, определяющее время установления равновесных заселенностей подуровней ядра, при сверхнизких темп-рах было достаточно малым. Этому условию удовлетворяют металлы, а также парамагнитные и ферромагнитные вещества. До сих пор прямой метод применялся сравнительно редко и получаемые значения  $f_1$  не превышали неск. %. Однако развитие техники сверхпроводниковых магнитов обещает хорошие возможности.

Этот метод применен Н. Кюри в опытах по ядерному размагничиванию, в к-рых была получена рекордно низкая темп-ра  $\sim 10^{-6^\circ} \text{K}$ . В этих опытах один конец связки из медных проволочек был впрессован в парамагнитную соль, адиабатич. размагничивание к-рой охлаждало всю связку до  $T = 0,01^\circ \text{K}$ . Другой конец связки (на расстоянии 30 см) находился во внешнем магнитном поле 30 000 э. Снятие поля приводило к адиабатич. размагничиванию системы ядерных спинов (существенно, что металлич. медь — диамагнетик, атомы к-рого не имеют электронных спинов) и охлаждению этого конца связки до  $T \sim 10^{-6^\circ} \text{K}$ .

Эта темп-ра, измерявшаяся обычным методом — по магнитной восприимчивости, удерживалась всего неск. секунд. Предел достижимой таким способом температуры определяется взаимодействиями между спинами ядер, а время ее поддержания — временами релаксации между системой ядерных спинов и электроном проводимости и решеткой. Эти опыты представляют большой интерес для изучения ядерных спиновых систем и получения ядерного ферромагнетизма.

Метод поляризации ядер Гортера — Розе. Магнитное сверхтонкое взаимодействие электронной оболочки с ядром можно рассматривать как взаимодействие  $\mu_n$  с магнитным полем  $H_n$ , создаваемым на ядре электронной оболочкой.  $H_n$  особенно велики для элементов переходных групп (группы железа, редких земель и актинидов), имеющих незаполненные электронные оболочки: здесь значения  $H_n$  лежат в области  $10^5-10^7$  э. В методе Гортера — Розе на поляризуемые ядра, входящие в состав парамагнитной соли и охлажденные до сверхнизкой темп-ры, накладывают небольшое внешнее поле  $\sim 500$  э. Это поле достаточно для полной поляризации спинов электронных оболочек ионов, т. к. она определяется величиной  $\mu_B H/kT$ . Поляризация электронных спинов приводит к поляризации создаваемых этими спинами магнитных полей на ядрах и, следовательно, к поляризации ядер. Получаемая поляризация определяется величиной  $\mu_n H_n/kT$  и благодаря большому  $H_n$  может быть очень значительной (10—100%). В опытах этот метод осуществляется проведением адиабатич. размагничивания соли не до  $H = 0$ , а до  $H \cong 500$  э, что немного повышает конечную темп-ру. Можно применять и косвенное охлаждение через холодопровод.

В методе Блини (выстраивание ядер) ядра должны входить в состав монокристалла парамагнитной соли. Взаимодействие электрич. поля кристалла с электронными оболочками ионов выстраивает электронные спины и создаваемые ими  $H_n$ , а следовательно, и ядра. Направление электрич. поля кристалла фиксировано относительно оси монокристалла. В зависимости от угла между этими направлениями возможно как осевое выстраивание, так и выстраивание в плоскости. В случае осевого выстраивания приложением небольшого внешнего магнитного поля можно добиться поляризации.

В методе Паунда выстраивание ядер создается за счет взаимодействия квадрупольного момента ядра  $q_n$  с градиентом электрич. поля  $dE/dz$ , создаваемым на ядре электронной оболочкой, выстроенной электрич. полем монокристалла. Пока имеется единственное, но очень успешное применение метода Паунда к ориентации ядер элементов группы актинидов ( $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Np^{237}$ ), введенных в монокристаллы уранил-рубидиевого нитрата.

Поляризация ядер ферромагнитных веществ в осуществлена Н. Кюри, Г. Р. Хуцшвили и Н. Е. Алексеевским [1]. Охлажденный ферромагнитный образец намагничивается до насыщения внешним магнитным полем. Поляризованные благодаря этому электронные спины атомов ферромагнетика создают поляризацию ядер, как в методе Гортера — Розе. Метод успешно применялся для поляризации ядер  $Co^{60}$  как в кобальте, так и в различных ферромагнитных сплавах. Делаются попытки поляризовать ядра нек-рых редкоземельных элементов, становящихся ферромагнитными при низких темп-рах. Существ. трудностью является необходимость больших внешних магнитных полей для получения полного намагничивания.

Поляризация ядер слабомагнитных элементов введением их в ферромагнетики. Этот метод был недавно разработан Б. Н. Самойловым, В. В. Скляревским и Е. П. Степановым [8], установившими, что на ядра элементов, растворенных в железе, действуют сильные магнитные поля  $\sim 10^5$ — $10^6$  э. Происхождение этих полей пока точно не установлено, хотя очевидно, что существ. роль в их образовании играют электроны проводимости, имеющие в ферромагнетиках значит. поляризацию. Поляризуемые ядра вводятся в ферромагнетик в количестве от примесных концентраций до неск. процентов. Поляризация осуществляется, как и в предыдущем методе, косвенным охлаждением ферромагнитного образца и наложением небольшого магнитного поля, к-рое намагничивает образец и поля на примесных ядрах. В первых опытах были поляризованы ядра  $Au^{198}$ ,  $Sb^{122}$  и  $In^{114m}$ , растворенные (в количестве 0,3—1%) в Fe и Ni. В дальнейшем этот метод получил широкое распространение благодаря своей универсальности.

Для иллюстрации совр. экспериментальной техники поляризации ядер и измерения анизотропии  $\beta$ -излучения ориентированных ядер на рис. 3 показана низкотемпературная часть прибора Б. Н. Самойлова и др. [8, 9]. Адиабатич. размагничивание парамагнитной соли (хромокалиевые квасцы) приводит к охлаждению ферромагнитного образца, соединенного с солью медным холодопроводом. Испускаемое образцом  $\beta$ -излучение регистрируется диском из сцинтиллирующей пластмассы, соединенным светопроводом с фотоумножителем. Небольшой соленоид позволяет намагничивать образец и, следовательно, поляризовать ядра в одном из двух направлений: по или против направления регистрируемых  $\beta$ -частиц, и проводить т. о. измерения асимметрии  $\beta$ -излучения. После размагничивания образец охлаждается до  $T \sim 0,001$ — $0,002^\circ$  К. Благодаря хорошим качествам прибора эта темп-ра увеличивается в течение 10 ч после размагничивания всего до  $0,005^\circ$  К. В течение этого времени проводятся измерения асимметрии

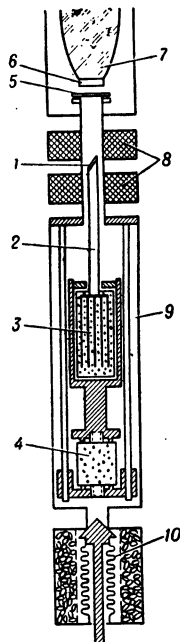


Рис. 3. Низкотемпературная часть прибора Б. Н. Самойлова для исследования  $\beta$ - и  $\gamma$ -анизотропии поляризованных ядер (соответствует ампуле 2 на рис. 2): 1 — образцы; 2 — холодопровод; 3 — охлаждающаяся соль с контактными пластинками; 4 — охранный слой; 5 — алюминиевая фольга; 6 — сцинтиллятор; 7 — светопровод; 8 — катушки для намагничивания образца; 9 — вакуумная рубашка; 10 — адсорбционный насос.

$\beta$ -излучения П. я. в зависимости от темп-ры, а также измерения анизотропии  $\gamma$ -излучения образца с помощью находящихся вне дьюара  $\gamma$ -счетчиков, не показанных на рис. Такие измерения позволяют определять (см. ниже) величины и знаки магнитных моментов ядер и магнитных полей на ядрах.

В опытах с  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучениями ориентированных ядер допустимая величина активности образцов ограничена, т. к. поглощение излучения в образце и связанных с ним частях приборов может привести к нагреву. Допустимые значения создаваемой излучением тепловой мощности (не приводящие к существ. изменению темп-ры)  $\sim 0,1$  эрг/сек при  $T = 0,01^\circ$  К и  $\sim 10$  эрг/сек при  $T = 0,1^\circ$  К в случае косвенного метода охлаждения и в неск. раз больше — в случае прямого метода.

### Исследования с ориентированными ядрами.

$\gamma$ - и  $\beta$ -излучения ориентированных ядер [1—6]. Угловое распределение  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер анизотропно и определяется выражением

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_{n=1}^l A_{2n} B_{2n} f_{2n} P_{2n}(\cos \vartheta),$$

где  $\vartheta$  — угол между направлением  $\gamma$ -излучения и осью ориентации,  $P_{2n}(\cos \vartheta)$  —  $2n$ -й полином Лежандра,  $A_{2n}$  — коэфф., полностью определяющиеся спином  $I$  излучающего ядра и мультипольностью перехода  $l$ ,  $f_{2n}$  — параметры ориентации,  $B_{2n}$  — коэфф., учитывающие роль предшествующего  $\gamma$ -излучению  $\beta$ -перехода,  $n \leq I, n \leq l$ . Анизотропия  $\gamma$ -излучения зависит только от четных  $f$ , т. е. от степени выстраивания ядер.

Характер углового распределения позволяет прежде всего определить спин возбужденного состояния ядра и мультипольность  $\gamma$ -перехода, что и было задачей многих первых исследований. После этого коэфф.  $A_{2n}$ , а в случае разрешенных  $\beta$ -переходов и  $B_{2n}$  становятся известными и задачей опыта является определение величины анизотропии в  $W(\vartheta)$ . Для этого обычно ограничиваются измерением  $W(\vartheta)$  под двумя углами,  $\vartheta = 0^\circ$  и  $\vartheta = 90^\circ$ , получая зависимость анизотропии  $\gamma$ -излучения,  $\epsilon = [W(90^\circ) - W(0^\circ)]/W(90^\circ)$ , от темп-ры. Измерение  $\epsilon(T)$  позволяет найти  $f_{2n}$  (обычно играют роль лишь  $f_2$  и  $f_4$ ) и связанную с ними  $\beta = \Delta E/kT$ , а отсюда и величину сверхтонкого расщепления  $\Delta E$  [поскольку  $T$  измеряется в опыте или по магнитной восприимчивости образца, или, в последнее время, по «калибровочной» анизотропии  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$ , для к-рого  $\epsilon(T)$  хорошо установлено].  $\Delta E$  пропорционально произведению  $\mu_N H_N$  или  $q_N \partial E/\partial z$ . Во мн. случаях с помощью других данных (измерения сверхтонких расщеплений методами ядерного магнитного резонанса, электронного парамагнитного резонанса, магнитного резонанса атомных пучков, оптич. спектроскопии, эффекта Мёссбауэра и др.) удается отдельно найти  $\mu_N$  и  $H_N$  (и реже  $q_N$  и  $\partial E/\partial z$ ).

Т. о., исследования анизотропии  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер позволяют находить магнитные моменты возбужденных состояний ядер (или  $\beta$ -активных ядер, если исследуемое  $\gamma$ -излучение следует за  $\beta$ -распадом) и магнитные поля на ядрах  $H_N$ , имеющие большой интерес для физики тела. Одновременное получение результатов для ядерной физики и для физики твердого тела является характерной чертой большинства опытов по анизотропии различных излучений, испускаемых ориентированными ядрами.

$\gamma$ -излучение ориентированных ядер имеет в общем случае как поперечную поляризацию, так и компоненты, поляризованные по кругу (последнее имеет место только для П. я.). Измерения поперечной поляризации позволяют определять четности возбужденных состояний ядер, а измерения круговой поляризации — знаки магнитных моментов. Такие опыты очень трудны и получили меньшее распространение.

Асимметрия испускания электронов ориентированных ядер — следствие закона несохранения четности в слабых взаимодействиях. Согласно этому закону, интенсивности электронов, испускаемых ядрами по и против направления спина, должны быть различными.

Исследования  $\beta$ -излучения ориентированных ядер начались с опыта Ву, Амлера и др. по измерению асимметрии  $\beta$ -излучения П. я.  $Co^{60}$ . Этот опыт, явившийся 1-м экспериментальным доказательством несохранения четности в  $\beta$ -распаде, вскоре был повторен для ряда др. ядер.

Угловое распределение  $\beta$ -излучения ориентированных ядер определяется выражением

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_k A_k B_k f_k P_k(\cos \vartheta), \quad (*)$$

где  $B_k$  — параметры, зависящие от варианта  $\beta$ -взаимодействия и от ядерных матричных элементов  $\beta$ -распада. Для разрешенных  $\beta$ -переходов в (\*) входят только члены с нечетными  $f$ , а для запрещенных, кроме того, добавляются и члены с четными  $f$ , играющие, однако, второстепенную роль. Поэтому, в отличие от  $\gamma$ -излучения, для опытов с  $\beta$ -излучением необходимо не выстраивание, а поляризация ядер.

После проверки несохранения четности основной интерес исследований  $\beta$ -асимметрии сосредоточился на определении величин и знаков  $\mu_N$  и  $H_N$ , а также матричных элементов  $\beta$ -распада.

Исследования  $\alpha$ -частиц и осколков деления, испускаемых ориентированными ядрами [6, 7]. Характер углового распределения  $\alpha$ -частиц и осколков деления, испускаемых ориентированными ядрами, определяющим образом зависит от механизма испускания этих частиц несферич. тяжелыми ядрами. Согласно коллективной модели ядра, у ядер с положительным квадрупольным моментом, имеющих сигарообразную форму, барьер для испускания  $\alpha$ -частиц меньше в области полюсов (концов «сигары») и поэтому  $\alpha$ -частицы должны испускаться преимущественно в этом направлении — направлении оси симметрии ядра (т. е. в направлении ориентации). Ядра с отрицательным квадрупольным моментом, имеющие форму «блина», должны испускать  $\alpha$ -частицы преимущественно в направлении, перпендикулярном оси симметрии ядра. Для осколков деления теория предсказывает обратное, по сравнению с  $\alpha$ -частицами, угловое распределение, что определяется особенностями механизма деления ядер. В момент деления ядро находится во вращат. состоянии, ось симметрии к-рого



Рис. 4. Анизотропия углового распределения  $\alpha$ -частиц, испускаемых выстроенными ядрами  $U^{235}$ , а также углового распределения осколков деления выстроенных ядер  $U^{235}$  тепловыми нейтронами (по Робертсу и Даббусу). Угол дан относительно оси кристалла, перпендикулярной направлению ориентации. Темп-ра дана в  $^{\circ}K$ .

тировались методом Паунда. Электрическое квадрупольное взаимодействие  $\mu_N$  с  $\partial E/\partial z$  в этих случаях имеет огромную величину, обусловленную малым радиусом валентных оболочек (вносящих основной вклад в  $\partial E/\partial z$ ) у элементов актинидной группы. Благодаря этому значит. ориентация ядер получается уже при темп-рах  $0,2-1,0^{\circ}K$  (единств. случай для статич. методов ориентации). На рис. 4 показаны результаты для  $U^{235}$  (ядро с  $\mu_N > 0$ , т. е. сигарообразной формы); угол испускания  $\alpha$ -частиц и осколков деления дан относительно направ-

ления оси монокристалла, а направление ориентации ядер перпендикулярно этой оси, т. к. оказалось, что в данном случае имеет место выстраивание ядер в плоскости. Отсутствие определенных данных о характере выстраивания (осевое или в плоскости) привело авторов вначале к неправильной трактовке результатов опыта.

Как видно из рис. 4, предсказания теории полностью подтвердились:  $\alpha$ -частицы испускаются преимущественно в направлении ориентации ядер  $U^{235}$ , а осколки деления — перпендикулярно этому направлению. Кроме того, такого рода опыты дают полезные сведения об электронных оболочках ориентированных ядер и о электрич. полях в кристаллах. Задача дальнейших исследований — выяснение более тонких деталей механизма деления и испускания  $\alpha$ -частиц.

Взаимодействие медленных нейтронов с поляризованными ядрами [2, 7, 10, 11]. Поглощение медленных нейтронов ядрами имеет резонансный характер, т. е. образующееся при поглощении нейтрона компаунд-ядро соответствует определенному резонансному уровню и имеет определенный спин, равный или  $I \pm 1/2$ , или  $I - 1/2$  ( $I$  — спин исходного ядра,  $1/2$  — спин нейтрона). Поэтому измерение сечения поглощения поляризованных нейтронов П. я. в двух случаях — параллельных и антипараллельных направлениях спинов нейтронов и ядер — дает возможность определить спин компаунд-ядра. Такие измерения проводятся как с тепловыми, так и с медленными резонансными нейтронами. В них определяются также постоянные сверхтонких расщеплений для поляризуемых ядер.

Захват поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами может привести к образованию П. я. Этот процесс был использован при измерении асимметрии  $\beta$ -излучения П. я.  $Li^8$ , образующихся в реакции  $Li^7(n\gamma)Li^8$ .

Ряд эффектов, зависящих от поляризации нейтронов и ядер, должен наблюдаться в угловом распределении и циркулярной поляризации  $\gamma$ -лучей захвата и в поляризации рассеянных нейтронов. Однако эти эффекты еще мало исследованы.

Лит.: 1) Худшвили Г. Р., Ориентированные ядра, «УФН», 1954, т. 53, вып. 3, с. 381—412; 2) Исследования с ориентированными ядрами, «Проблемы современной физики», 1957, № 3; 3) Блин-Стойл Р. Д., Грэйс М. А., Халбан Н., Опыт с ориентированными ядрами, в кн.: Бета-и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зибана, пер. с англ., М., 1959, с. 544—555; 4) де Гроот С. Р., Толыхук Х. А., Теория угловых эффектов в излучениях ориентированных ядер, там же, с. 556—660; 5) Steenland M. J., Tothock H. A., Orientation of atomic nuclei at low temperatures, в кн.: Progress in low temperature physics, ed. C. J. Gorter, v. 2, Amst., 1957, p. 292—337; 6) Huiskamp W. J., Tothock H. A., Orientation of atomic nuclei at low temperatures, II, там же, v. 3, Amst., 1961, p. 333—95; 7) Roberts L. D., Dabbs J. W., Nuclear orientation, «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1961, v. 11, p. 175—212; 8) Самойлов Б. Н., Склярский В. В., Степанов Е. П., Поляризация ядер диамагнитных элементов, растворенных в железе, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 2, с. 359; 9) Самойлов Б. Н., Склярский В. В., Горобченко В. Д., Определение знака локального магнитного поля в ядрах золота, растворенного в железе и никеле, там же, 1961, т. 41, вып. 6, с. 1783; 10) Курти Н., Охлаждение адиабатическим размачиванием ядерных спинов, «УФН», 1961, т. 75, вып. 1, с. 151; 11) Sallio V. L. La. o. J., «Phys. Rev.», 1962, v. 127, № 4, p. 1124; 1962, v. 128, № 3, p. 1287; 1962, v. 126, № 3, p. 979.

В. В. Склярский.

Динамические методы поляризации ядер.

Динамическая поляризация ядер осуществляется созданием (циклически или стационарно) неравновесного распределения заселенностей зеемановских уровней ядра в магнитном поле. Для получения заметной ядерной поляризации статич. методами,

используемыми равновесное распределение заселенностей зеемановских уровней, необходимы магнитные поля  $H \sim 10^5 - 10^6$  э и темп-ры  $10^{-1} - 10^{-2}$  К. Динамич. методы поляризации позволяют получить поляризацию ядер  $\sim 50\%$  в полях  $\sim 10^4$  э и при темп-ре  $\sim 1^\circ$  К или даже при комнатной. Практич. интерес для создания поляризованных ядерных мишеней представляют стационарные динамич. методы (эффект Оверхаузера [1], солид-эффект [2], оптич. накачка [3], метод «горячих» электронов [4]). Нестационарные динамич. методы (методы Фехера, Джеффриса и др.) рассмотрены в обзорах [2,5].

Эффект Оверхаузера. Один из первых методов динамич. поляризации ядер был предложен Оверхаузером [1] для поляризации ядер в металлах.

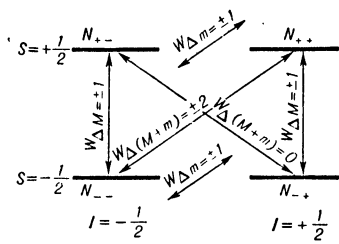


Рис. 5. Схема уровней системы электрон-ядро в магнитном поле.

Электрон проводимости и ядро металла можно рассматривать как слабо взаимодействующую систему, энергетич. уровни которой в сильном магнитном поле приведены на рис. 5 (для простоты полагается, что спин ядра  $I = 1/2$  и не показано малое ядерное зеемановское расщепление).

Электроны проводимости благодаря их большому магнитному моменту эффективно взаимодействуют с решеткой, непрерывно испытывая релаксационные переходы между уровнями с  $\Delta M = \pm 1$  ( $M$  — квантовое число оператора спина электрона  $S$ ). Ядерный магнитный момент в основном взаимодействует с электронами и гораздо слабее — непосредственно с решеткой. В общем случае магнитное взаимодействие между электроном и ядром можно рассматривать как взаимодействие магнитного момента электрона  $2\mu_e \hat{S}$  с магнитным полем, создаваемым ядерным магнитным моментом  $\mu_n \hat{I}/I$  ( $\hat{I}$  — оператор спина ядра). Такое рассмотрение приводит к след. оператору взаимодействия [2, 5]:

$$\hat{V} = 16/3 \pi \frac{\mu_e \mu_n}{I} (\hat{S}\hat{I}) \delta(r) + 2\mu_e \mu_n [3(\hat{S}r)(\hat{I}r) - r^2(\hat{S}\hat{I})] / r^5, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние между электроном и ядром,  $\delta(r)$  —  $\delta$ -ф-ция. 1-й член этого оператора описывает т. н. контактное взаимодействие, а 2-й — взаимодействие двух магнитных диполей.

В металле электроны проводимости могут подходить к ядру сколь угодно близко и наиболее существенно — контактное взаимодействие. Благодаря подвижности электронов проводимости это взаимодействие через  $r(t)$  неявно зависит от времени и, следовательно, может приводить к релаксационным переходам между уровнями рассматриваемой системы. Поскольку оператор  $\hat{S}\hat{I}$  коммутирует с оператором суммарной проекции спина системы  $\hat{S}_z + \hat{I}_z$ , то возможны переходы, при к-рых сохраняется суммарная проекция спина системы, т. е. переходы с  $\Delta(M+m) = 0$ . Тепловое равновесие является динамич. равновесием по всем релаксационным переходам. Поскольку для вероятностей релаксационных переходов между любыми двумя уровнями 1 и 2 с энергиями  $E_1$  и  $E_2$   $W_{1 \rightarrow 2}/W_{2 \rightarrow 1} = \exp(E_1 - E_2)$ , то в данном случае при равновесном распределении будут иметь место след. отношения заселенностей:  $N_{-+}/N_{+-} = (N_{-+}/N_{++}) \exp(2\mu_e H/kT)$ ,  $N_{--} = N_{-+}$ ,  $N_{+-} = N_{++}$ , и ядерная поляризация равна нулю (т. к. пренебрегается малым ядерным расщеплением).

Если теперь включить сильное высокочастотное поле с частотой  $\omega_1 = 2\mu_e H/\hbar$ , то будут индуцироваться вынужденные переходы с  $\Delta M = \pm 1$ ; причем, в отличие от релаксационных переходов, вероятности вынужденных переходов с  $\Delta M = 1$  и  $\Delta M = -1$  равны. Это приводит к выравниванию заселенностей  $N_{+-} = N_{--}$  и  $N_{++} = N_{-+}$  (т. н. насыщение электронного резонанса), если вероятность вынужденных переходов, определяемая интенсивностью высокочастотного поля, будет значительно больше вероятности релаксационных переходов. В то же время по релаксационному переходу  $\Delta(M+m) = 0$  по-прежнему будет поддерживаться большемановское отношение заселенностей  $N_{-+}/N_{+-} = \exp(2\mu_e H/kT)$ . В результате такого перераспределения заселенностей ядерная поляризация окажется равной:

$$P = (N_{++} + N_{-+} - N_{--} - N_{+-}) / (N_{++} + N_{-+} + N_{--} + N_{+-}) = \text{th}(\mu_e H/kT) \quad (\approx \mu_e H/kT \text{ при } \mu_e H/kT \ll 1), \quad (2)$$

т. е. равной электронной поляризации, и в  $\mu_e/\mu_n \sim 10^3$  раз больше, чем ядерная поляризация, достигаемая в статич. методе.

Такое увеличение ядерной поляризации при насыщении электронного резонанса (наз. эффект Оверхаузера) имеет место не только в металлах, но и в ряде др. случаев, где взаимодействие электронного и ядерного спинов может быть описано оператором  $A(\hat{S}\hat{I})$ ; напр., в полупроводниках, свободных радикалах, парамагнитных веществах с отличным от нуля ядерным спином.

Эффект Оверхаузера может иметь место также в жидкой диамагнитной среде с парамагнитными примесями, где ядро диамагнитного атома и парамагнитный ион образуют слабодействующую систему, подобную рассмотренной выше. Однако поскольку волновые ф-ции ядра и парамагнитного иона не перекрываются, магнитное взаимодействие между ними только диполь-дипольное и описывается 2-м членом оператора (1). Этот оператор не коммутирует с оператором суммарной проекции спина системы  $\hat{S}_z + \hat{I}_z$ , так что под действием тепловых колебаний решетки, помимо переходов  $\Delta M = \pm 1$  и  $\Delta(M+m) = 0$ , возможны также переходы  $\Delta m = \pm 1$  и  $\Delta(M+m) = \pm 2$  (рис. 1 для  $I = 1/2$ ). В жидкой диамагнитной среде зависимость оператора  $\hat{V}_{\text{дип}}$  от времени в основном определяется флуктуациями  $r$ , что приводит к след. отношению между вероятностями различных релаксационных переходов, вычисленными методом теории возмущений:  $W_{\Delta(M+m)=0} : W_{\Delta m=\pm 1} : W_{\Delta(M+m)=\pm 2} = 2 : 3 : 12$ . Поскольку наибольшую вероятность среди всех переходов, связанных с изменением ядерного спина, имеет переход  $\Delta(M+m) = \pm 2$ , получаемая при насыщении электронного резонанса ядерная поляризация оказывается отрицательной, а из-за наличия других релаксационных переходов  $\Delta(M+m) = 0$  и  $\Delta m = \pm 1$ , вдвое меньшей, чем в случае металлов, т. е.  $p \approx -1/2 \mu_e H/kT$  (для  $\mu_e H/kT \ll 1$ ). В твердой диамагнитной среде флуктуации  $r$  значительно меньше, чем в жидкой, и зависимость оператора  $\hat{V}_{\text{дип}}$  от времени в основном обусловлена переориентациями электронного спина  $S$  при электронных релаксационных переходах  $\Delta M = \pm 1$ ; в результате чего вероятности переходов  $\Delta(M+m) = 0$  и  $\Delta(M+m) = \pm 2$  оказываются равными и эффект Оверхаузера не имеет места.

Экспериментальное наблюдение эффекта Оверхаузера проводилось в различных образцах и хорошо подтвердило изложенную теорию [2, 5, 6]. Однако практич. получение значит. ядерной поляризации

затрудняется рядом причин. Напр., в металлах влияние скин-эффекта не позволяет использовать высокие частоты для насыщения электронного резонанса и соответственно достаточно большие магнитные поля (т. к.  $\omega_1 = 2\mu_e H/\hbar$ ) [6]. Кроме того, для насыщения электронного резонанса необходима значит. высокочастотная мощность, разогревающая образец, что затрудняет применение низких темп-р.

**Динамическая поляризация в твердом диамагнетике с парамагнитными примесями (солид-эффект).** Как было показано, в этом случае эффект Оверхаузера не имеет места, однако динамич. поляризация может быть осуществлена насыщением одного из т. н. запрещенных переходов  $\Delta(M+m) = 0$  или  $\Delta(M+m) = \pm 2$  высокочастотным полем с частотой  $\omega_0 = 2(\mu_e H + \mu_d H)/\hbar$  или  $\omega_2 = 2(\mu_e H - \mu_d H)/\hbar$  соответственно (возможность возбуждения этих т. н. запрещенных переходов внешним высокочастотным полем следует из того, что диполь-дипольное взаимодействие перемешивает близлежащие состояния [5]). Напр., насыщение «запрещенного» перехода  $\Delta(M+m) = \pm 2$  приведет к выравниванию заселенностей  $N_{++}$  и  $N_{--}$ . Поскольку обычно  $W_{\Delta M=\pm 1} \gg W_{\Delta M=\pm 1}$ ,  $W_{\Delta(M+m)=0}$ , то отношение заселенностей  $N_{-+}/N_{++}$  и  $N_{-+}/N_{+-}$  останется равновесным, равным  $\exp(2\mu_e H/kT)$ , а полученная ядерная поляризация, как и при эффекте Оверхаузера,  $P = th(\mu_e H/kT)$ .

Насыщение 2-го «запрещенного» перехода  $\Delta(M+m) = 0$  приведет к появлению ядерной поляризации  $p = -th(\mu_e H/kT)$ . Существ. роль в рассмотренном методе динамич. поляризации (или, как его иногда наз., «солид-эффекте») играют след. обстоятельства: 1) из выражения для  $\hat{V}_{дип}$  видно, что взаимодействие электронной оболочки парамагнитного атома с ядром сильно падает с увеличением  $r$ ; поэтому рассмотренный механизм ядерной поляризации имеет место лишь для ядер, близких к парамагнитному центру. Однако увеличение ядерной поляризации всего образца достигается за счет процессов диффузии поляризации от ядер, близких к парамагнитному центру, к более отдаленным ядрам; 2) в большинстве случаев ширины переходов  $\Delta(M+m) = 0$  и  $\Delta(M+m) = \pm 2$  велики, что приводит к их перекрытию. В результате насыщение, напр., перехода  $\Delta(M+m) = \pm 2$  приводит также к частичному насыщению перехода  $\Delta(M+m) = 0$ , уменьшающему поляризацию, поскольку насыщение этого перехода приводит к поляризации обратного знака.

На рис. 6 показана схема установки для динамич. поляризации ядер при низких темп-рах: 1 — генератор СВЧ; 2 — детектор ядерного магнитного резонанса; 3 — тонкостенный волновод из нержавеющей стали; 4 — миниатюрная коаксиальная линия; 5 — катушка детектора ЯМР; 6 — резонатор; 7 — образец; 8 — бачок с жидким азотом; 9 — бачок с жидким гелием; 10 — магнит; 11 — осциллограф для наблюдения сигнала ЯМР.

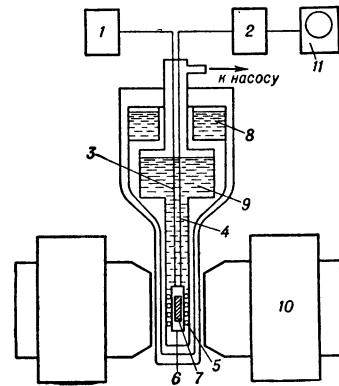


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для динамич. поляризации ядер при низких темп-рах: 1 — генератор СВЧ; 2 — детектор ядерного магнитного резонанса; 3 — тонкостенный волновод из нержавеющей стали; 4 — миниатюрная коаксиальная линия; 5 — катушка детектора ЯМР; 6 — резонатор; 7 — образец; 8 — бачок с жидким азотом; 9 — бачок с жидким гелием; 10 — магнит; 11 — осциллограф для наблюдения сигнала ЯМР.

нитного резонанса, пропорциональные поляризации ядер, в отсутствие и при наличии высокочастотного поля, насыщающего «запрещенный» переход

$\Delta(M+m) = \pm 2$ . Методом солид-эффекта получена поляризация протонов 50% в монокристалле  $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$  с 1%-й примесью четных изотопов Nd, в поле  $H = 20$  кэ при темп-ре  $1,5^\circ K$ . Насыщение «запрещенных» переходов осуществлялось высокочастотным генератором с длиной волны 4 мм и мощностью 1 вт. Объем образца составлял 12 см<sup>3</sup>. До 1964 г. на поляризованной протонной мишени были поставлены всего 2 эксперимента. В 1-м изучалось рассеяние поляризованных протонов на поляризованных протонах при энергии 20 Мэв (Абрагам, 1962 г.). Во 2-м исследовалось рассеяние п-мезонов на поляризованных протонах (Чемберлен, 1963 г.).

Поляризация ядер гелия-3 методом оптической накачки. Метод оптич. накачки применяется для ориентации магнитных моментов атомов и ядер, а также для ориентации атомов неких щелочных металлов, Hg и He<sup>4</sup>. Для экспериментальной ядерной физики этот метод представляет особый интерес в связи с возможностью поляризации ядер He<sup>3</sup>. Метод оптич. накачки применительно к He<sup>3</sup> заключается в поляризации метастабильных атомов He<sup>3</sup> с помощью резонансного светового излучения и в последующей передаче поляризации от метастабильных атомов к атомам He<sup>3</sup> в основном состоянии. Поскольку полный угловой момент атома He<sup>3</sup> в основном состоянии равен моменту ядра (в основном  $1^1S_0$  состоянии угловой момент электронной оболочки равен 0), то ядра He<sup>3</sup> оказываются поляризованными.

Переход He<sup>3</sup> в метастабильное  $2^3S_1$  состояние вызывается слабым электрич. разрядом в газе при низком давлении. Состояние  $2^3S_1$  метастабильно в силу запрета на излучат. переход  $2^3S_1 - 1^1S_0$  (рис. 8). Атом He<sup>3</sup> может перейти из метастабильного в основное состояние только с помощью безизлучательных процессов, в частности, при столкновении с др. атомом, передав ему непосредственно энергию возбуждения (обмен метастабильностями).

Поляризация метастабильных атомов He<sup>3</sup> производится циркулярно-поляризованным светом, падающим на образец вдоль слабого внешнего магнитного поля и возбуждающим переходы между  $2^3S_1$  и  $2^3P_0$  состояниями со след. правилом отбора для магнитных квантовых чисел: а)  $\Delta m = +1$  для правой циркулярной поляризации; б)  $\Delta m = -1$  для левой поляризации. В случае правой поляризации падающий свет переводит атомы

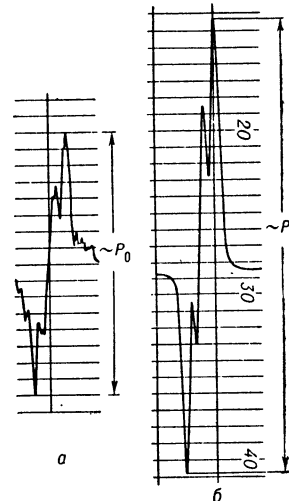


Рис. 7. Запись сигналов ЯМР от протонов в кристалле  $(0,995 La, 0,005 Ce)_2 Mg_3 (NO_3)_{12} \cdot 24 H_2 O$  при  $T = 1,5^\circ K$  и магнитном поле 3700 э: а — сигнал при тепловом равновесии; б — сигнал при насыщении перехода  $\Delta(M+m) = \pm 2$ . Коэффициент усиления измерит. тракта уменьшен в 100 раз.

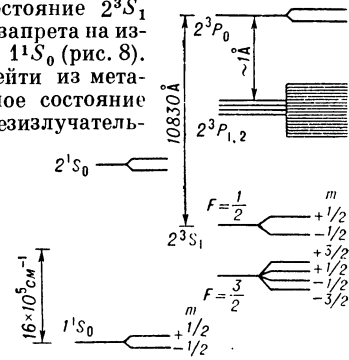
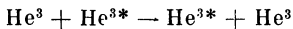


Рис. 8. Энергетич. схема уровней атома He<sup>3</sup> (не в масштабе).

слабого внешнего магнитного поля и возбуждающим переходы между  $2^3S_1$  и  $2^3P_0$  состояниями со след. правилом отбора для магнитных квантовых чисел: а)  $\Delta m = +1$  для правой циркулярной поляризации; б)  $\Delta m = -1$  для левой поляризации. В случае правой поляризации падающий свет переводит атомы

с метастабильных подуровней с  $m = -1/2$  и  $m = -3/2$  на подуровни  $2^3P_0$  состояния. Обратный переход из  $2^3P_0$  состояния осуществляется с равной вероятностью на все подуровни  $2^3S_1$  состояния за счет спонтанного излучения. При достаточной интенсивности накачивающего света количество атомов на подуровнях с  $m < 0$  сильно уменьшается и возникает значит. поляризация метастабильных атомов  $He^3$ .

Поляризация атомов  $He^3$  в основном состоянии происходит при столкновении с метастабильными атомами:



(\* — показывает атом в  $2^3S_1$  метастабильном состоянии). Обмен метастабильностями с определенной вероятностью приводит к изменению магнитного квантового числа отлетающего  $He^{3*}$  на  $\pm 1$  с соответствующим изменением на  $\mp 1$  ядерного магнитного квантового числа атома в основном состоянии. Если, напр., все атомы  $He^{3*}$  имеют  $m = +3/2$  (полная поляризация), то столкновение с изменением магнитного числа  $He^{3*}$  на 1 возможно только с атомом в основном состоянии, имеющим  $m = -1/2$ . Отлетающий атом в основном состоянии будет иметь  $m = +1/2$ . В результате таких обменных столкновений количество ядер с  $m = -1/2$  уменьшается, а с  $m = +1/2$  увеличивается и возникает ядерная поляризация во всем объеме. Такая же поляризация, но обратного знака, возникает при накачке левополяризованным светом. Методом оптич. накачки получена 40%-я поляризация ядер  $He^3$  в объеме 65 см<sup>3</sup> при давлении газа 1 мм рт. ст. и комнатной темп-ре [3].

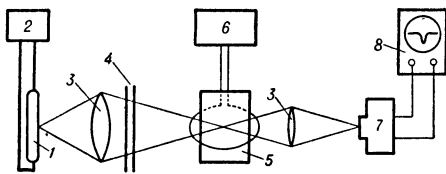


Рис. 9. Схема экспериментальной установки для оптич. накачки  $He^3$ : 1 — лампа, наполненная  $He^4$ ; 2 — высоковольтный генератор СВЧ; 3 — фокусирующие линзы; 4 — циркулярный поляризатор; 5 — камера, наполненная  $He^3$ ; 6 — радиочастотный генератор; 7 — детектор излучения; 8 — осциллограф для наблюдения резонансного поглощения.

На рис. 9 показана принципиальная схема установки для оптич. накачки. Поляризация ядер  $He^3$  измерялась по усилению сигнала ядерного магнитного резонанса, а также по изменению интенсивности прошедшего света в отсутствие и при наличии поляризации. Первый эксперимент, выполненный с указанной мишенью, заключался в изучении рассеяния  $\alpha$ -частиц на П. я.  $He^3$ .

Лит.: 1) Overhauser A. W., «Phys. Rev.», 1953, в. 92, № 2, p. 411; 2) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 3) Scheerer L. D., Colegrove F. D., Walters G. K., «Phys. Rev.», 1963, в. 132, № 6, p. 2561; 4) Feher G., «Phys. Rev. Letters», 1959, в. 3, № 3, p. 135; 5) Хуцишвили Г. Р., «УФН», 1960, т. 71, вып. 1, с. 9; 6) Necht R., Redfield A. G., «Phys. Rev.», 1963, в. 132, № 3, p. 972; 7) Биленький С. М., Рындин Р. М., Лапидус Л. И., «УФН», (в печати).

В. И. Луциков, Ю. В. Таран.

**ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ** — способность электронных оболочек атомов, молекул и ионов деформироваться под действием электрич. поля  $E$ , в результате чего система приобретает индуцированный дипольный момент  $\mu = aE$ , где  $a$  — П. Размерность П. — размерность объема; величина П. — порядка величины объема электронной оболочки атомов и молекул, т. е.  $10^{-24}$  см<sup>3</sup>. В общем случае анизотропной системы П. по разным направлениям различны и представляют собой ком-

поненты симметричного тензора 2-го ранга:  $\mu_i = \sum_j a_{ij}E_j$ , где  $i, j = x, y, z$ , причем  $a_{ij} = a_{ji}$ .

Для молекул с осями симметрии порядка 3-го и выше П. во всех направлениях, перпендикулярных оси, одинаковы, т. е. тензор П. аксиально-симметричен; для тетраэдрич. и октаэдрич. молекул (группы симметрии  $T_d$  и  $O_h$ ), для атомов и одноатомных ионов тензор вырождается в скаляр.

Наряду со статич. дипольным моментом П. определяет электрические (см. Клаузиуса — Мосотти формула, Ланжевена — Дебая формула) и оптич. свойства вещества. Средние значения П.  $a = (a_x + a_y + a_z)/3$  могут быть вычислены из измерений молярной рефракции  $R$  по Лоренц — Лоренца формуле ( $\xi, \eta, \zeta$  — направления главных осей тензора П. в молекуле):

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A a,$$

где  $n$  — показатель преломления,  $M$  — молекулярный вес,  $\rho$  — плотность,  $N_A$  — число Авогадро.

Значение П. зависит от частоты переменного электрич. поля световой волны и различно для переменного и постоянного электрич. поля. Согласно квантовомеханич. теории, П. в области частот, далекой от собственных частот поглощения системы,

$$a = \frac{2}{3\hbar} \sum_n \frac{\omega_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2} |P_{0n}|^2, \quad (*)$$

где  $\omega_{n0}$  — собств. частоты переходов между энергетич. уровнями  $n$  и 0,  $P_{0n}$  — матричные элементы дипольного момента, отвечающие этим переходам. В статич. поле  $\omega = 0$ ; статич. П. определяет индукционную часть диэлектрич. проницаемости.

В выражении (\*) фигурируют все энергетич. переходы в системе. Если речь идет о молекуле, то это колебательные и электронные переходы. Ф-ла (\*) может быть приближенно представлена суммой двух членов:  $a = a_{ат} + a_{эл}$ , где  $a_{ат}$  и  $a_{эл}$  — атомная и электронная П., соответствующие доле колебательных и электронных членов в (\*). Как правило,  $a_{ат} \ll a_{эл}$ . П. атомов и одноатомных ионов возрастают с увеличением электронов во внешней электронной оболочке. П. линейных молекул всегда наибольшая вдоль оси молекулы.

Табл. 1. — Анизотропные  $a_i$  и средние  $a$  поляризуемости (в  $10^{-25}$  см<sup>3</sup>) для аксиально-симметричных молекул ( $a_i$  — поляризуемость вдоль оси симметрии).

Молекула	Группа симметрии	$a_1$	$a_2 = a_3$	$a$
H <sub>2</sub>	D <sub>∞h</sub>	9,6	7,4	7,63
N <sub>2</sub>		23,8	14,5	17,6
O <sub>2</sub>		23,5	12,1	16,0
Cl <sub>2</sub>		66,0	36,2	46,1
CO	C <sub>∞v</sub>	26,0	16,25	19,5
N <sub>2</sub> O		52,0	19,0	30,0
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>		51,2	24,3	33,3
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	D <sub>3d</sub>	56,0	40,0	45,3
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	D <sub>6h</sub>	63,5	123,1	103,2

Величины П. для молекул, не содержащих сопряженных связей, аддитивны; они могут быть представлены как сумма средних П. связей или атомов, входящих в состав молекулы. При наличии сопряжения П. обычно повышена по сравнению с аддитивными значениями, что объясняется увеличением подвижности  $\pi$ -электронов в сопряженной системе. В случае аддитивных молекул общая П. может быть вычислена как сумма П. связей на основе в а д е н т н о - о п т и -



ческой схемы [1].  $\Pi$  всегда наибольшая вдоль связи. Связь С—Н почти изотропна, С—С резко анизотропна.

Табл. 2. — Анизотропные ( $\alpha_1$  — продольная,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  — поперечные) поляризуемости аксиально-симметричных связей по Дебаю (в  $10^{-25}$  см<sup>3</sup>).

Связь	$\alpha_1$	$\alpha_2 = \alpha_3$	Связь	$\alpha_1$	$\alpha_2 = \alpha_3$
С—Cl . . . . .	36,7	20,8	С—Н . . . . .	7,9	5,8
С—Br . . . . .	50,4	24,8	С=O . . . . .	19,9	7,5
С—С . . . . .	28,8	0,2	С≡N . . . . .	31	14
С...С* . . . . .	22,5	4,8	С=S . . . . .	75,7	27,7
С=C . . . . .	28,6	10,6	CS—H . . . . .	23,0	17,2
С≡С . . . . .	35,4	12,7	S=O . . . . .	29,0	14,7

\* Бензол.

Анизотропная  $\Pi$  молекул находит выражение в Керра явлении и в деполяризации рассеянного света (см. *Рассеяние света*); средняя анизотропия  $\Pi$  клубкообразной макромолекулы — в фотоупругости и двойном лучепреломлении в потоке. Тензор производной  $\Pi$  по норм. координате соответствующего колебания молекулы  $(\partial a_{ik}/\partial Q)_{Q=0}$  определяет интенсивность и поляризацию линий в спектре комбинационного рассеяния света. С  $\Pi$  связано вращение плоскости поляризации света (см. *Поляриметрия*).  $\Pi$  ответственна за индукционное и дисперсионное межмолекулярное взаимодействие и, следовательно, имеет важнейшее значение для хим. реакционной способности вещества.

Лит.: 1) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 2) его же, Строение и физические свойства молекул, М.—Л., 1955; 3) Козман У., Введение в квантовую химию, пер. с англ., М., 1960. М. В. Волькенштейн.

**ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЯДЕР И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.** Под поляризационной способностью вещества атомных ядер и элементарных частиц понимают возникновение электрического (магнитного) дипольного момента во внешнем электромагнитном поле. В нерелятивистской квантовой механике вводится оператор поляризуемости

$$\alpha_{\mu\nu} = \sum_N \left( \frac{D_{\mu} |N\rangle \langle N| D_{\nu}}{E_N - \omega - H} + \frac{D_{\mu} |N\rangle \langle N| D_{\nu}}{E_N + \omega - H} \right).$$

Здесь  $D_{\mu}$  — оператор проекции дипольного момента;  $E_N$  — энергия в состоянии  $|N\rangle$ ;  $\omega$  — энергия падающего кванта; суммирование распространяется на все состояния системы, принадлежащие полному набору гамильтониана  $H$  рассматриваемой системы. Оператор магнитной поляризуемости  $\beta_{\mu\nu}$  получается заменой  $D_{\mu}$  на  $m_{\mu}$  — оператор проекции магнитного момента. Вычислив среднее значение оператора  $\alpha_{\mu\nu}$  по основному состоянию ядра, получим коэфф. поляризуемости в этом состоянии. В общем случае ядра со спином коэфф. поляризуемости есть тензор второго ранга,  $k$ -ый зависит от ориентации ядра по отношению к внешнему полю. Для случая постоянного или медленно меняющегося поля вводится понятие статич. поляризуемости. Коэфф. статич. поляризуемости можно рассматривать как постоянные, характеризующие частицу наряду с зарядом, массой, магнитным моментом и т. д.

Гидродинамич. модель поляризуемости атомных ядер [1], в  $k$ -ой рассматривается смещение центра тяжести всех протонов относительно центра тяжести всех нейтронов под действием внешнего электрич. поля, дает след. оценку для статич. поляризуемости сферич. ядер:

$$\alpha = 0,22 \cdot 10^{-41} A^{5/3} \text{ см}^3$$

( $A$  — массовое число). Значения  $\alpha$ , вычисленные по этой ф-ле, занижены на 30% по сравнению со значениями для средних и тяжелых ядер, полученных из правила сумм:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_t^{E1}(\omega)}{\omega^2} d\omega,$$

где  $\sigma_t^{E1}$  — экспериментальное полное сечение, обусловленное дипольным взаимодействием. Для легких ядер расхождение может быть еще большим. Гидродинамич. модель поляризуемости была обобщена и на случай несферич. ядер [2]. В этом случае, если излучение поляризовано вдоль главной оси ядра (длина полуоси  $R_1$ ),  $\alpha \sim R_1^3$ , если перпендикулярно —  $\alpha \sim R_2^3$  ( $R_2$  — длина малой полуоси).

При общем рассмотрении тензора поляризуемости ядер для характеристики зависимости поляризационных свойств ядер от направления спина ядра вводятся три ф-ции:  $\alpha^s(\omega)$ ,  $\alpha^v(\omega)$ ,  $\alpha^t(\omega)$  — соответственно скалярная, векторная и тензорная поляризуемости [3, 4]. Значения  $\alpha^{v,t}(\omega)$  весьма критичны к моделям ядер. А т. к. для нек-рых несферич. ядер  $\alpha^t \sim \alpha^s$ , то эффекты, связанные с наличием  $\alpha^t$ , могут быть замечены в эксперименте. Этот результат получил прямое подтверждение в экспериментах на ориентированных ядрах, где была обнаружена зависимость выхода фотонейтронов от ориентации спина ядра по отношению к поляризации падающего излучения [5]. Векторная поляризуемость по оценкам составляет примерно 1/4 от скалярной поляризуемости и пока экспериментально не наблюдалась. Значения магнитной поляризуемости ядер по оценкам на порядок меньше электрич. поляризуемости и поэтому могут быть измерены только при существенном увеличении точности эксперимента.

В ряде экспериментов по упругому рассеянию ядер дейтерия на ядрах с различными  $Z$  в области подбарьерных энергий (чтобы исключить влияние ядерных взаимодействий) наблюдалось для больших углов рассеяния заметное уменьшение сечения по сравнению с сечением по ф-ле Резерфорда [8]. Учет поляризационного взаимодействия (в различных приближениях — классическом, квазиклассическом, адиабатическом) уменьшил эти расхождения [6, 7].

Распространение понятий поляризуемости на элементарные частицы связано с трудностями, вызванными необходимостью релятивистского рассмотрения. Коэфф. электрической и магнитной поляризуемостей частицы в этом случае можно ввести, исходя из общей формы амплитуды рассеяния фотона на частице со спином 0 или  $1/2$ , записанной с учетом всех требований релятивистской и градиентной инвариантности. Эта амплитуда разлагается в ряд по частоте налетающего фотона  $\omega$  в точке  $\omega = 0$ . Если в таком разложении ограничиться членами, квадратичными по частоте, то для описания амплитуды рассеяния потребуются четыре или пять скалярных параметров для частиц со спином 0 и  $1/2$  соответственно. Три из них имеют смысл электрич. заряда  $e$ , массы  $m$  и аномального магнитного момента  $\lambda$  частицы. Два других ( $\bar{\alpha}$  и  $\bar{\beta}$ ) представляют так:

$$\bar{\alpha} = \alpha + \Delta\alpha, \quad \bar{\beta} = \beta + \Delta\beta, \quad \Delta\alpha = \frac{1}{3} \frac{e^2}{m} r^2.$$

Здесь  $\sqrt{r^2}$  — среднеквадратичный радиус распределения заряда,  $\alpha$  и  $\beta$  — коэфф. электрич. и магнитной поляризуемостей частицы (названия продиктованы явной формой,  $k$ -рая получена для  $\alpha$  и  $\beta$  [9—11]). Величину  $\Delta\beta$  в общем случае не удастся свести к известным параметрам. Для нерелятивистской модели частицы с зарядом  $e$  и массой  $m$ , состоящей из двух связанных частиц, из  $k$ -рых заряжена

только одна,  $\Delta\beta = -\frac{5}{6}(e^2/m)r^2$ . Численные оценки показывают, что в случае нуклона  $\Delta\alpha$  того же порядка величины, что и  $\bar{\alpha}$ . Вычислить строго  $\alpha$  и  $\beta$  при современном состоянии теории нельзя, но, используя грубые модели нуклона, можно сделать предварительные оценки. Теоретич. оценки поляризуемости протона и нейтрона дают:  $\alpha_p \approx 10^{-42} \text{ см}^3$ , что согласуется со значением, полученным из опытов по комптон-эффекту на водороде [11, 12];  $\alpha_n$  близка к  $\alpha_p$  [13]. Оценок поляризуемости других элементарных частиц пока не существует.

Разработка новых методов измерения коэфф. поляризуемости элементарных частиц (кроме изучения рассеяния фотонов) позволила бы получить дополнительную информацию о структуре этих частиц.

Лит.: 1) Мигдал А., «ЖЭТФ», 1945, т. 15, вып. 3, с. 81; 2) Okamoto K., «Prog. Theor. Phys.», 1956, v. 15, № 1, p. 75; 3) Балдин А. М., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 1, с. 202; 4) Балдин А. М., Семенко С. Ф., там же, 1960, т. 39, вып. 2, с. 434; 5) Ambler E. [a. o.], «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1962, ser. 2, v. 7, № 7, p. 461; 6) Kim Y. N., «Nuovo cimento», 1961, v. 22, № 5, p. 885; 7) Clement C. F., «Phys. Rev.», 1962, v. 128, № 6, p. 2728; 8) Slaus I., Alford W. P., там же, 1959, v. 114, № 4, p. 1054; 9) Klein A., там же, 1955, v. 99, № 3, p. 998; 10) Петрунькин В. А., «ЖЭТФ», 1961, т. 40, вып. 4, с. 1149; 11) Балдин А. М., «Nucl. Phys.», 1960, v. 18, № 2, p. 310; 12) Гольданский В. И. [и др.], «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 6, с. 1695; 13) Barashenkov V. S., Kaiser H. J., Ogreba A. A., «Nuovo cimento», 1961, v. 20, № 3, p. 593.  
В. А. Петрунькин.

**ПОЛЯРИМЕТРИЯ** — в широком смысле методы исследования структуры, свойств или состояния вещества, в к-рых применяется поляризованный свет; напр., спектроскопия молекулярная в поляризованном свете, изучение различных объектов на основе интерференции поляризованных лучей (с применением микроскопа поляризационного), поляризационно-оптический метод исследования напряжений и т. д. В узком смысле П. — методы исследования, основанные на измерении величины вращения в плоскости поляризации света при прохождении его через оптически-активные вещества, т. е. на измерении их оптической активности. Величина вращения в растворах зависит от их концентрации; поэтому П. широко применяется для измерения концентрации оптически-активных веществ (см. Сахариметрия). Измерение вращательной дисперсии — изменения угла вращения для света с различной длиной волны, — т. н. спектрополяриметр и я позволяет изучать строение веществ. Измерения производятся поляриметрами и спектрополяриметрами.

Оптич. активность чрезвычайно чувствительна к любым изменениям строения вещества и к межмолекулярному взаимодействию; поэтому она может дать ценнейшую информацию о природе заместителей в молекулах (как органических, так и комплексных неорганич. соединений), об их конформациях, внутр. вращении и т. д. Важные качеств. правила были установлены еще ок. 1900 г. Л. А. Чугаевым: согласно правилу удаления, чем ближе к асимметричной группировке атомов находится неактивный заместитель, тем значительнее его оптич. действие.

Создание теории, хотя бы полумпирической, обеспечивающей возможность теоретич. расчета оптич. активности хим. соединений, — весьма актуальная задача. Сложность ее решения определяется принципиальной неадекватностью явления, не позволяющей вести расчеты на основе простой схемы, как это делается, напр., в случае рефракции молекулярной. Оптич. активность — эффект 2-го порядка, получаемый при учете различия фаз световой волны в разных точках молекулы, — возникает в результате электронных взаимодействий в молекуле.

Удельная вращающая способность вещества вдали от полос поглощения:

$$[\alpha] = \frac{\varphi}{lc} = \frac{4\pi N_A n^2 + 2}{3M} \frac{1}{n\lambda} 1800 g \frac{\text{град} \cdot \text{см}^3}{\text{дм} \cdot \text{г}}, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол вращения,  $l$  — толщина слоя раствора,  $c$  — его концентрации,  $N_A$  — число Авогадро,  $M$  — молекулярный вес,  $n$  — показатель преломления среды,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $g$  — молекулярная константа вращения — гирация (след соответствующего псевдотензора, см. Оптическая активность). Основная задача теории — найти зависимость  $g$  от параметров, характеризующих строение молекул. Были развиты 2 дополняющие друг друга количеств. теории, основанные на квантовой механике.

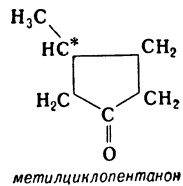
В теории поляризуемости (Д. Кирвуд) молекула рассматривается как система, состоящая из анизотропно поляризующихся атомных групп или связей (см. Поляризуемость). Возникающее между такими группами индуцированное электростатич. взаимодействие — дипольный момент, индуцированный в данной группе световой волной, — в свою очередь индуцирует добавочные диполи в остальных группах. Для системы, состоящей из аксиально-симметричных эллипсоидов поляризуемости,

$$g = \frac{\pi}{3\lambda} \sum' \frac{1}{R^3} (a_{k1} - a_{k2})(a_{l1} - a_{l2})(R_{kl} [l, k]) \times \left\{ \frac{3}{R_{kl}^2} (R_{kl} k)(R_{kl} l) - (k, l) \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $a_{k1}$  и  $a_{k2}$  — продольная и поперечная поляризуемости  $k$ -той группы,  $R_{kl}$  — векторное расстояние между группами  $k$  и  $l$ ,  $k$  — единичный вектор, направленный вдоль оси группы  $k$ ; суммирование проводится по всем  $k$  и  $l$ , кроме  $k = l$ . Легко видеть, что, подобно поляризуемости,  $g$  имеет размерность объема; ее порядок величины  $10^{-27}$ — $10^{-29} \text{ см}^3$ . Из (2) следует, что  $g = 0$  при наличии плоскости или центра симметрии, а также при компланарности векторов  $R_{kl}$ ,  $k$  и  $l$ . Ф-ла (2) может быть получена и чисто классич. путем [1]. Она дает согласие с опытом по порядку величины. Среди имеющихся расчетов можно отметить работу [8].

Главный недостаток теории поляризуемости — недооценка роли слабых полос поглощения. Между тем, как показывает общая теория, — как квантовая, так и основанная на двухосцилляторной модели, — полосы, слабые в оптич. спектре поглощения, существенно влияют на оптич. активность, если с ними связано значит. изменение магнитного момента. Теория поляризуемости с гораздо большим успехом применима к рассмотрению влияния межмолекулярного взаимодействия на оптич. активность. Здесь она дает хорошие количеств. результаты [6].

Другая теория основана на одноэлектронной модели (Э. Кондон, Г. Алтар, Г. Эйринг [1, 2]). Рассматривается хромофорная группа молекулы, характеризующаяся наиболее длинноволновой, хотя бы и слабой полосой поглощения. Напр., в метилциклопентаноне такой группой является  $C=O$  (полоса поглощения для  $\lambda = 2950 \text{ \AA}$ ). Возмущение волновых ф-ций электрона хромофорной группы, вызываемое асимметричным окружением, создает оптич. активность. Приближенный расчет, проведенный для указанного вещества, дает значение  $g$  в 2 раза меньше опытного. Можно показать, что в строгой теории следует суммировать вклады, вычисляемые согласно теории поляризуемости и одноэлектронной модели. Применимость последней также, однако, ограничена трудностью вычисления необходимых вол-



новых ф-ций. Обе теории мало пригодны для расчета оптич. активности сопряженных систем, вращающих плоскость поляризации особенно сильно, т. к. в таких молекулах электроны не могут быть локализованы в отдельных поляризуемых группах или в хромофорных группах.

Ценную информацию о строении вещества дает изучение дисперсии оптической активности, в особенности в тех случаях, когда удается провести измерения в области аномальной дисперсии — в собств. полосе поглощения (см. *Оптически-активные вещества*). Несмотря на непреодоленные еще трудности создания общей количеств. теории, удалось получить весьма четкие результаты при исследовании биополимеров — белков, полипептидов, *нуклеиновых кислот*.

Одним из важных условий жизни является асимметрия почти всех биологически функциональных молекул. Так, 19 из 20 аминокислот, из к-рых построены все белки, оптически активны. Белки и нуклеиновые кислоты в нативном (неденатурированном) состоянии характеризуются дисперсией оптич. активности, вдали от полосы поглощения выражаемой ф-лой:

$$[\alpha]_{\lambda} = \frac{3}{n^2 + 2} A \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + B \left( \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \right)^2, \quad (3)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $\lambda_0$  — константы; в то же время обычные молекулы характеризуются только 1-м членом аналогичного выражения. Квадратичный член в (3) подобен выражению для дисперсии оптич. активности кристалла кварца, установленной С. Чандрасекаром, и характеризует спиральную структуру макромолекулы. Денатурированный биополимер, т. е. клубкообразные макромолекулы, характеризуются уже обычной дисперсией — 1-м членом ф-лы (3).

Теория этого явления разработана У. Моффитом, Д. Кирквудом, Д. Фиттсом, И. Тиноко [3]. Нативный, т. е. спиральный, биополимер имеет оптич. активность спирали как целого и оптич. активность отдельных аминокислотных остатков. При переходе спираль — клубок сохраняется только 2-я. Теория оптич. активности спирали может быть основана как на классич. осцилляторной модели, так и на теории поляризуемости и на одноэлектронной модели. Во всех случаях необходимо учесть расщепление и поляризацию электронных переходов в регулярной системе, состоящей из большого числа однотипных атомных групп (в белках — пептидные связи —CO—NH—). Электронный спектр такой системы вычисляется на основе теории А. С. Давыдова, в к-рой рассматривается экситонный механизм резонансной передачи энергии (см. *Экситон*). Такая теория применена к любым оптически-активным кристаллам (см. *Оптическая активность*). Свойства биополимеров относительно более просты, т. к. в этих случаях «кристаллы» одномерны — представляют собой отдельные макромолекулы.

При адсорбции нативными биополимерами красителей, молекулы к-рых симметричны и, следовательно, не имеют оптич. активности, наблюдается аномальная дисперсия оптич. активности в собств. полосе поглощения красителя, также исчезающая при денатурации биополимера (Э. Блоут [3]). Это интересное явление объясняется, очевидно, индуцированной асимметрией, возникающей в молекулах красителя под действием спирального биополимера. Количеств. теория явления пока не построена. Такое же происхождение имеет аномальная дисперсия оптич. активности гемоглобина и миоглобина в полосах поглощения симметричной окрашенной группы гема, содержащихся в этих белках.

Лит.: 1) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 2) Козман У., Введение в квантовую

химию, пер. с англ., М., 1960; 3) Волькенштейн М. В., Молекулы и жизнь, М., 1965; 4) Джерасси К., Дисперсия оптического вращения, пер. с англ., М., 1962; 5) Доти П., Конфигурация биологически важных макромолекул в растворе, в кн.: Современные проблемы биофизики. [Сб. переводов], т. 1, М., 1961; 6) Асланян В. М., Волькенштейн М. В., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 7, вып. 2; 7) Чандрасекар С. (и др.), Статьи в сб.: «Молекулярная оптика», 1955, № 5 (Проблемы современной физики); 8) Вегстер Дж. Н., «J. Amer. Chem. Soc.», 1959, в. 81, № 20, p. 5483.

М. В. Волькенштейн.

**ПОЛЯРИМЕТРЫ** — 1) приборы для измерения угла вращения плоскости поляризации монохроматич. света оптически-активными веществами (дисперсию угла вращения измеряют *спектрополяриметрами*).

В полутенево П. монохроматич. свет проходит последовательно через полутенево поляризатор, поляриметрич. трубку с испытуемым веществом, анализатор, связанный с отсчетным устройством, и зрительную трубу (рис. 1). Полутенево поляризатор со-

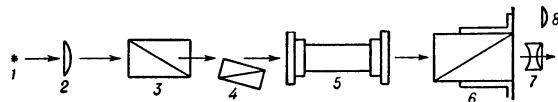


Рис. 1. Принципиальная схема полутеневого П.: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3—4 — полутенево поляризатор; 5 — поляриметрич. трубка; 6 — анализатор с отсчетным устройством; 7 — зрительная труба; 8 — окуляр отсчетного устройства.

стоит из двух поляризаторов, разделяющих поле зрения на две половины (см. *Полутеневые приборы*). Лучи, проходящие через эти половины, имеют направления колебаний, отличающиеся друг от друга на т. н. полутенево угол, к-рый равен углу поворота анализатора между двумя положениями, соответствующими наибольшим затемнениям правой и левой половин поля зрения. Между ними находится такое положение анализатора, при к-ром обе половины кажутся одинаково яркими. При отсутствии оптически-активного объекта измерения это положение — исходное; оно совпадает с нулевым отсчетом по шкале. Измерения сводятся к уравниванию яркостей обеих половин поля зрения поворотом анализатора. Угол поворота анализатора, пропорциональный измеряемому углу вращения, отсчитывается с помощью окуляра по шкале с нониусом. Монохроматичность света в поляриметрах этого типа достигается применением *лампы натриевой*.

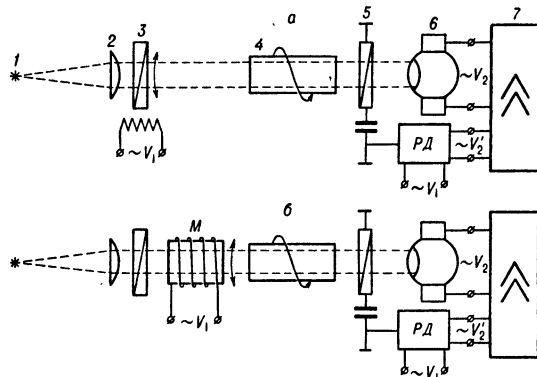


Рис. 2. Схема автоматич. П. с модуляцией света по плоскости поляризации ( $M$  — магнитооптич. модулятор).

**П. а в т о м а т и ч е с к и е** (рис. 2) основаны на модуляции света путем колебаний его плоскости поляризации. Принципиальная схема автоматич. П. включает: источник монохроматич. света 1, конденсор 2, поляризатор-модулятор света по плоскости поляризации 3, измерительную ячейку (кювету) 4, анализатор 5,

фотоприемник 6, усилитель 7 и реверсивный двигатель РД, кинематически связанный с анализатором с отсчетным устройством. На выходе из анализатора свет в такой системе оказывается модулированным по интенсивности I, к-рая может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$I = I_0 [\cos^2(\alpha_0 - \delta) - \frac{1}{2}F_0 \cos 2(\alpha_0 - \delta) + D_{\perp}] + \frac{1}{2}I_0 \cos 2(\alpha_0 - \delta) \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n} \cos 2n\omega t - \frac{1}{2}I_0 \sin 2(\alpha_0 - \delta) \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n-1} \sin (2n-1)\omega t,$$

где  $\alpha_0$  — угол между направлениями колебаний, пропускаемыми поляризатором и анализатором;  $\delta$  — угол поворота плоскости поляризации света оптически-активным объектом измерения;  $I_0$  — максимально возможное значение переменной интенсивности света I при  $\alpha_0 - \delta = 0$  или  $\pm \pi$ ;  $D_{\perp}$  — пропускание оптич. системы при скрещенных поляризаторе и анализаторе. Коэфф.  $F_0, F_{2n}, F_{2n-1}$  — ф-ции амплитуды  $\Delta$  угловых колебаний плоскости поляризации света в системе. Исчезновение нечетных синусных гармоник в выражении для I при установке анализатора в положение на «темноту», т. е. при  $\alpha_0 - \delta = \pi/2$ , обеспечивает автоматизацию поворота анализатора.

Модулированный по интенсивности (после анализатора) свет преобразуется фотоэлектрич. устройством в переменное напряжение и подается на одну из двух обмоток реверсивного двухфазного электродвигателя; на другую его обмотку подается синусоидальное напряжение с частотой, равной частоте первой гармоники модулированного света. Двигатель, кинематически связанный с анализатором, автоматически поворачивает его на угол, соответствующий измеряемому вращению. Результат измерения не зависит от величины I,  $\Delta$  и коэфф. усиления, что позволяет производить измерения в средах с большим поглощением и не требует стабилизации усиления. Л и н е й н а я зависимость между величиной сигнала разбаланса, обусловленного действием оптич. активной среды, и углом  $\delta$  обеспечивает измерение этого угла с высокой точностью.

П. рассмотренных конструкций широко применяются для определения концентрации оптически-активных веществ в растворах.

Р. Я. Каймак, В. И. Кудряков.

2) Приборы для определения степени поляризации частично поляризованного света. Наиболее часто применяют поляриметр Корню, состоящий из диафрагмы, Волластоны призмы и анализатора. Призму Волластона ориентируют так, чтобы ее главные плоскости совпали с направлением колебаний линейно-поляризованых составляющих  $I_1$  и  $I_2$ , на к-рые можно разбить частично поляризованный свет. Призма Волластона пространственно разделяет составляющие  $I_1$  и  $I_2$ ; в результате через анализатор наблюдаются два поля (изображения диафрагмы), интенсивности к-рых, в соответствии с Малюса законом, равны  $I'_1 = I_1 \cos^2 \varphi$  и  $I'_2 = I_2 \sin^2 \varphi$ , где  $\varphi$  — угол поворота анализатора (рис. 3). Поворотом анализатора добиваются равенства интенсивностей полей сравнения  $I'_1 = I'_2$  и, измеряя угол поворота  $\varphi_0$ , определяют отношение  $I_1/I_2 = \text{tg}^2 \varphi_0 = \delta$ , зная которое, находят степень поляризации  $\rho = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) = (\delta - 1)/(\delta + 1)$ . В более совершенных поляриметрах Корню после призмы Волластоны устанавливают жестко связанную с ней бипризму, в результате чего поля сравнения оказываются всегда соприкасающимися (по линии ребра бипризмы), что облегчает установление фотометрич. равенства.

Степень поляризации можно также определить путем компенсации частичной поляризации анализируемого света, напр. посредством наклонной стопы стеклянных пластинок. Изменяя наклон стопы, добиваются того, чтобы свет, прошедший через стопу, был неполяризованным. В качестве индикатора отсутствия поляризации применяют чувствительные полярископы или фотоэлектрич. поляриметры. Простейший фотоэлектрич. П. состоит из вращающегося (вокруг оптич. оси) с постоянной скоростью  $\omega$  анализатора, после к-рого установлен фотоэлемент (или фотоумножитель), включенный на вход усилителя. Если падающий на вращающийся анализатор свет частично поляризован (имеет компоненты  $I_1$  и  $I_2$ , рис. 3), то интенсивность света, прошедшего через анализатор, будет иметь величину  $I = I'_1 + I'_2 = I_1 \cos^2 \varphi + I_2 \sin^2 \varphi = \frac{1}{2}[I_1 + I_2 + (I_1 - I_2) \cos 2\varphi]$ , где  $\varphi = \omega t$ . В результате этого в фотоэлементе возникнет постоянный ток, пропорциональный  $(I_1 + I_2)/2$ , и переменный ток частоты  $2\omega$  с амплитудой, пропорциональной  $(I_1 - I_2)/2$ . Измеряя отношение амплитуд переменной составляющей к постоянной, находят непосредственно степень поляризации  $\rho = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ . Если на анализатор падает неполяризованный свет ( $I_1 = I_2$ ), то переменная составляющая тока равна нулю; поэтому фотоэлектрич. П. может быть использован как полярископ.

Лит.: 1) К е й м а х Р. Я., К у д р я в ц е в В. И., Способ объективного измерения угла вращения плоскости поляризации световой волны, «Приборостроение», 1959, № 11; 2) и х ж е, Автоматический регистрирующий поляриметр со стандартным выходом на регулятор, «Пищевая промышленность», 1961, № 3; 3) Ш и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 4) В е й г е р т Ф., Оптические методы химии, пер. с нем., М.—Л., 1933; 5) Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 4, М., 1955.

В. И. Малышев.

ПОЛЯРИСКОПЫ — поляризационные приборы для обнаружения частичной поляризации света. Наибольшая чувствительность достигается в полярископе Савара, принцип действия к-рого основан на явлении интерференции в сходящихся поляризованных лучах. Этот П. состоит из анализатора и пластинки Савара — двух плоско-параллельных пластинок кристаллич. кварца одинаковой толщины, вырезанных под углом  $45^\circ$  к оптич. оси и склеенных так, что их главные сечения взаимно-перпендикулярны (см. рис.). Плоскость поляризации анализатора, жестко связанного с пластинкой Савара, составляет угол  $45^\circ$  с главными сечениями пластинки. Если в полярископ Савара попадает частично поляризованный свет, то в поле зрения наблюдаются почти прямолинейные интерференционные полосы, лежащие в плоскости, перпендикулярной к плоскости поляризации анализатора. Центральная полоса — ахроматическая. Интерференционные полосы наиболее резки, когда падающие в П. лучи поляризованы в плоскости, параллельной самим полосам. В случае неполяризованного света полос не наблюдается ни при каком положении П. Полярископ Савара позволяет обнаружить частичную поляризацию  $\sim 1-2\%$ .

П. также наз. приборы для исследования напряжений, возникающих в прозрачных телах (моделях)

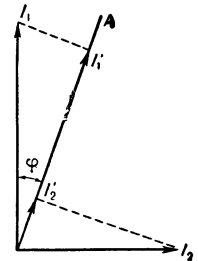
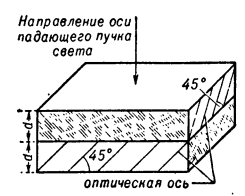


Рис. 3. Определение интенсивности поляризованного света: А — плоскость световых колебаний после прохождения света через анализатор;  $I_1$  и  $I_2$  — измеряемые составляющие интенсивности света;  $I'_1$  и  $I'_2$  — интенсивности света, прошедшего через анализатор.



Пластинка Савара.

при деформациях (см. *Поляризационно-оптический метод исследования напряжений*).

Лит. см. при ст. *Поляризационные приборы*.

А. А. Шишовский.

**ПОЛЯРНАЯ СВЯЗЬ** — хим. связь, обладающая постоянным электрич. дипольным моментом, образующимся вследствие несовпадения центров тяжести отрицат. заряда электронов и положит. заряда ядер (см. *Дипольный момент молекулы*). Большинство ковалентных, а также все донорно-акцепторные связи являются П. с. Полярность связи — важный фактор, определяющий ее хим. реакционную способность: П. с. обычно гораздо более реакционноспособны, чем неполярные. Так, энергия активации реакции  $\text{H}_2 + \text{D}_2 \rightleftharpoons 2\text{HD}$ , где взаимодействуют молекулы с неполярными связями Н—Н и D—D, составляет 59 ккал, вследствие чего при обычных темп-рах реакция практически не идет. Реакция же обмена  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + \text{D}_2\text{O} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5\text{OD} + \text{HDO}$  уже в парах протекает за несколько секунд благодаря полярности связей О—Н и О—D. Другой пример влияния полярности связей — сравнение свойств бензола  $\text{C}_6\text{H}_6$  и боразола (неорганич. бензола)  $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ . В циклич. молекуле боразола, кольцо к-рой состоит из чередующихся атомов В и N, три атома N предоставляют для образования  $\pi$ -связей свои неподеленные электронные пары, а три атома В — свои свободные орбиты. В результате донорно-акцепторного взаимодействия атомы кольца ( $\text{N}^+$  и  $\text{B}^-$ ) становятся формальными аналогами атома С в состоянии гибридизации  $sp^2$ , и образуется секстет заметно делокализованных  $\pi$ -электронов, что оправдывает отнесение боразола к *ароматическим соединениям*. Боразол, подобно бензолу, обладает значительной термич. устойчивостью, однако в отличие от бензола гораздо более реакционноспособен. В частности, уже при комнатной темп-ре боразол присоединяет галогеноводородные кислоты, спирты и воду, причем в присутствии избытка реагентов происходит даже разрыв цикла. Это объясняется заметной полярностью связей В — N в боразольном кольце, в то время как хим. устойчивость бензольного кольца обусловлена неполярностью связей С — С.

Лит. см. при ст. *Химическая связь*. Е. М. Шусторович.

**ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ** — свечение верхних слоев атмосферы, свойственное полярным областям Земли; в годы высокой солнечной активности, во время больших геомагнитных возмущений их можно наблюдать почти во всех точках земного шара, вплоть до геомагнитных широт  $20^\circ - 30^\circ$ . Наиболее часто появляются в зонах полярных сияний, расположенных примерно на расстоянии  $23^\circ$  от полюсов геомагнитных. Цвет П. с. может быть зеленым, желтым, голубым, фиолетовым и красным. Формы их весьма разнообразны и, согласно новой номенклатуре, подразделяются на лентообразные, диффузные и лучи. По структуре делятся на однородные, волокнистые и лучистые. Дуги П. с. протягиваются обычно с востока на запад на расстояния, превышающие иногда 5000 км; лучи ориентируются в направлении геомагнитных силовых линий.

Резкий нижний край П. с. располагается в среднем на высоте 100 км; верхний край отдельных лучей, освещенных Солнцем (когда сияния располагаются над линией земной тени), достигает 1000 км. Высоты сияний зависят от их формы и интенсивности. В П. с. обнаружены те же пространственно-временные закономерности, что и в геомагнитной возмущенности (см. *Земной магнетизм*). Обнаружена также связь их с ионосферными возмущениями, земными токами, др. геофизич. явлениями и солнечной активностью.

П. с. возникают в результате взаимодействия захваченных магнитным полем Земли солнечных корпускулярных потоков (представляющих собой нейтраль-

ную ионизованную плазму, в к-рой присутствуют наряду с протонами положительные ионы и электроны) с атмосферой Земли. Суммарная планетарная мощность корпускулярных потоков, вызывающих сильное П. с., в течение нескольких часов может достигать  $10^{21}$  эрг/сек.

В разрабатываемых в 50—60-х гг. теориях П. с. принимаются во внимание совр. представления о плазменном состоянии атмосферы, о солнечном ветре, учитываются данные о космич. околоземном пространстве, получаемые с помощью искусственных спутников Земли и ракет. Развивается магнитогидродинамич. теория процессов взаимодействия корпускулярных потоков с геомагнитным полем.

В геомагнитном поле регистрируются электроны и протоны разнообразных энергий. Наиболее вероятно, что обычные П. с. возбуждаются электронами с энергией 10 кэв или протонами небольших энергий (В. И. Красовский). Существует точка зрения, что возбуждение П. с. осуществляется разрядным механизмом (А. И. Лебединский, Дж. Чемберлен и др.).

Спектр П. с. (исследуемый с помощью светосильных спектрографов и фотоэлектрич. спектрометров) состоит из линий и полос, принадлежащих гл. обр. нейтральным и ионизованным атомам и молекулам О и N. С увеличением энергии корпускула увеличивается глубина их проникновения в земную атмосферу, в связи с чем в спектре П. с. появляются молекулярные эмиссии.

В спектре преобладает зеленая линия кислорода  $\lambda-5577\text{Å}$ . Атомный кислород может излучать также красную линию  $\lambda-6300\text{Å}$ . Молекулярному азоту принадлежат эмиссии в красной и инфракрасной (первая положительная система), а также в фиолетовой и голубой (первая отрицательная система, принадлежащая иону  $\text{N}_2^+$ ) частях спектра. Наиболее сильные полосы азота:  $\lambda-3914\text{Å}$ ,  $4278\text{Å}$  и  $4709\text{Å}$ . Вторая положительная система ( $\text{N}_2$ ), менее интенсивная, преобладает в ультрафиолетовой части спектра. В коротковолновой части спектра имеются также последовательности системы Вегарда — Каплана ( $\text{N}_2$ ); многие из эмиссий в инфракрасной области принадлежат системе Майнелла ( $\text{N}_2^+$ ). Обнаружена линия  $\lambda-10830\text{Å}$ . Эмиссия гелия объясняется резонансной флуоресценцией атомов гелия в метастабильном состоянии в солнечном излучении (Н. Н. Шефов). Спектры П. с., наблюдаемые на низких географич. широтах, отличаются некоторыми особенностями.

Смещение водородных линий серии Бальмера ( $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$ ,  $\text{H}_\gamma$ ) в фиолетовую сторону вследствие эффекта Доплера указывает на то, что возбуждение П. с., в частности, связано с протонами, приходящими от Солнца. Основная часть протонов имеет скорость  $\sim 500$  км/сек. Но, по-видимому, большая часть излучений П. с. возбуждается электронами. Очевидные доказательства наличия быстрых электронов в зоне П. с. получены с помощью ракет. Быстрые электроны могут возникать вследствие электрич. разряда в атмосфере. В спектре имеются линии, возбуждаемые в результате реакций между электронами и положительными ионами, возникающими при взаимодействии корпускулярных потоков с верхней атмосферой (вторичные процессы).

Распределение энергии в спектрах П. с. зависит от высоты и формы П. с., от географич. широты, фазы цикла солнечной активности и др., что говорит о сложности процессов, протекающих в зонах П. с.

Интенсивные П. с., по-видимому, появляются одновременно в двух полушариях в геомагнитно-сопряженных областях. После взрывов ядерных бомб, при к-рых инжектировались ионизованные атомы, на

низких широтах возникали искусственные П. с. заметной интенсивности. Наблюдались они как в районах, близких к месту взрыва, так и в геомагнитно-сопряженных местах, расположенных на концах одной и той же геомагнитной силовой линии, вдоль которой канализировалась плазма, возникающая в результате взрыва. В это время в сумерках обнаруживалась резонансная линия элемента лития  $\lambda = 6708 \text{ \AA}$ , являющегося ингредиентом атомной бомбы. Наблюдения П. с. являются эффективным средством изучения структуры, температуры и состава верхней атмосферы, а также многообразных фотохимических процессов.

Лит.: 1) Исаев С. И., Пущков Н. В., Полярные сияния, М., 1958; 2) Хвостиков И. А., Физика озоносферы и ионосферы. Ионосфера. Результаты исследований по программе МГГ, № 11, М., 1963; 3) Красовский В. И., Полярные сияния и излучение ночного неба, «Вестн. АН СССР», 1963, № 9; 4) Физика верхней атмосферы, под ред. Дж. А. Ратклифа, пер. с англ., М., 1963; 5) Чемберлен Дж., Физика полярных сияний и излучения атмосферы, пер. с англ., 1963. С. И. Исаев.

**ПОЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ** — хим. соединения, молекулы к-рых содержат полярные связи.

**ПОЛЯРОГРАФИЯ** — метод электрохимич. исследования растворов (расплавов), основанный на рассмотрении вольтамперных характеристик — зависимостей тока от потенциала — при восстановлении или окислении веществ на ртутном капальном электроде или на твердых микроэлектродах. П. служит для качественного и количественного анализа веществ, исследования их физико-химич. свойств, механизма и кинетики химич. и электрохимич. реакций.

Принципиальная схема полярографич. установки дана на рис. 1. Обычно запись полярограммы — графика зависимости тока  $I$  от наложенного напряжения  $E$  — осуществляется автоматич. полярографами. Состав раствора подбирают так, чтобы концентрация  $c$  исследуемого вещества была малой по сравнению с концентрацией др. электролитов, служащих т. н. фоном, напр.  $10^{-3} \text{ M Cd}^{2+}$  и  $1 \text{ M KCl}$ .

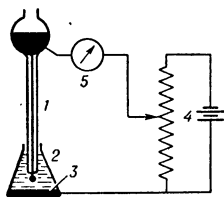


Рис. 1.

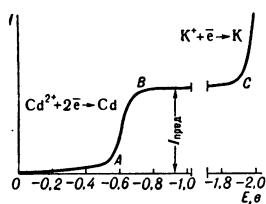


Рис. 2.

Рис. 1. Принципиальная схема полярографич. установки. Тонкий капилляр 1 (внутр. диаметр ок. 50  $\mu$ ), из к-рого по каплям вытекает ртуть, являющаяся рабочим электродом, погружен в сосуд 2 с последним раствором и вспомогательным неполяризуемым электродом 3. Потенциал капального электрода задается источником напряжения 4. Ток регистрируется прибором 5.

Рис. 2. Типичная полярограмма — зависимость тока  $I$  от потенциала  $E$  для раствора  $0,001 \text{ M Cd}^{2+}$  в  $0,1 \text{ M KCl}$ ;  $I_{\text{пред}}$  — предельный ток.

Электрохимич. процесс, мерой скорости к-рого служит ток (т. н. фарадеевский ток), является гетерогенным и включает стадию доставки вещества из глубины раствора к поверхности электрода и собственно электрохимич. стадии. Пока потенциал электрода мал, мала и скорость электрохимич. реакции  $A + n\bar{e} \rightarrow B$  (участок  $OA$  полярограммы, рис. 2), а с вещества  $A$  одинакова во всем объеме раствора. При достаточно больших для данной реакции потенциала протекает ток  $I$  (участок  $AB$ ), концентрация вещества  $A$  у поверхности электрода  $c_{\text{п}}$  становится меньше  $c$  и возникает градиент концентрации  $(\partial c/\partial x)_{x=0} = (c - c_{\text{п}}) / \sqrt{\pi D t}$ . Градиент концентрации и опре-

деляемая им скорость диффузии принимают предельное значение, когда  $c_{\text{п}} = 0$ . Хотя скорость электрохимич. реакции  $A + n\bar{e} \rightarrow B$  продолжает увеличиваться с ростом потенциала, скорость всего процесса ограничивается скоростью диффузии  $A$  к электроду, и ток принимает постоянное значение, не зависящее от потенциала (предельный диффузионный ток  $I_{\text{пред}}$ , участок  $BC$ ), пока не начнется другой электрохимич. процесс. Характерный изгиб на кривой  $I - E$  наз. полярографич. волной, или ступенью. При наличии нескольких электрохимич. реакций, протекающих при разных потенциалах, на полярограмме получается несколько волн. Полярографич. волна характеризуется 3 величинами: предельным током  $I_{\text{пред}}$ , потенциалом полуволны  $E_{1/2}$  (при к-ром  $I = 1/2 I_{\text{пред}}$ ) и наклоном волны  $b$ .

Решение задачи о нестационарной диффузии к расширяющейся сфере (случай капального электрода) приводит к ур-нию, согласно к-рому средняя за время жизни одной капли  $t$  величина  $I_{\text{дифф}} \sim n c D^{1/2} K$ . Пропорциональность  $I_{\text{дифф}}$  концентрации  $c$  лежит в основе применения П. в количеств. анализе. Из величины  $I_{\text{дифф}}$  могут быть найдены также число электронов  $n$ , принимающих участие в реакции, и коэфф. диффузии  $D$ . Величина тока зависит и от режима вытекания ртути из капилляра (величина  $K$ ). При малом  $t$  и большом  $K$  возникают тангенциальные движения ртути, приводящие к значительному увеличению тока по сравнению с вычисленным по Ильковича уравнению. Величина конвективного диффузионного тока сложным образом зависит от состава раствора, потенциала и наличия поверхностно-активных веществ. Форма полярографич. кривой усложняется, возникают максимумы, дополнительные (ложные) волны, к-рые устраняются добавлением сильно поверхностно-активных веществ, напр. желатинны.

Встречаются случаи, когда электрохимич. процесс включает в себя, кроме указанных выше стадий, еще, напр., стадию образования электроактивной формы вещества из преобладающей в растворе неактивной. Если скорость последней определяет скорость всего процесса, говорят о наличии предельного кинетического тока  $I_{\text{кин}} \sim c k^{1/2} K_p^{1/2}$ , где  $k$  и  $K_p$  — константы скорости и равновесия образования активной формы.

Природа предельного тока устанавливается по виду его зависимости от величины  $h$  — давления на вытекающую ртуть ( $I_{\text{дифф}} \sim h^{1/2}$ ,  $I_{\text{кин}}$  не зависит от  $h$ ), или от периода капания  $t$  ( $I_{\text{дифф}} \sim t^{1/2}$ ,  $I_{\text{кин}} \sim t^{2/3}$ ); в последнем случае прибегают к измерению мгновенных значений тока на одной капле при постоянном потенциале (метод  $I - t$ -кривых). Если вступающее в электрохимич. реакцию вещество регенерируется из продуктов реакции, то  $I_{\text{кин}}$  может намного превышать  $I_{\text{дифф}}$  (т. н. каталитич. волны).

Наблюдаемый ток включает еще т. н. ток зарядения  $I_{\text{зар}}$ , обусловленный поступлением зарядов для создания двойного электр. слоя при вытекании ртути из капилляра (т. н. нефарадеевский ток, поскольку он не связан с электрохимич. реакцией).  $I_{\text{зар}}$  зависит от величины поверхности, образующейся в единицу времени, потенциала и состава раствора. В случае ртутного капального электрода  $I_{\text{зар}}$  по абс. величине сравним с фарадеевским током при концентрации вещества  $\sim 10^{-5}$  моль/л.

На определении потенциала полуволны основано применение П. в качественном анализе. В случае обратимых систем, когда имеет место только концентра-



ционная поляризация, т. е. когда электрохимич. реакция  $A + ne \rightarrow B$  протекает достаточно быстро в обоих направлениях, а медленной стадией является диффузия веществ А и В, и действительно *Нернста уравнение*, потенциал полуволны  $E_{1/2} = E^\circ + blg(D_B/D_A)$  имеет ясный физический смысл:  $E_{1/2}$  равен стандартному окислительно-восстановительному потенциалу системы  $E^\circ$ , если коэфф. диффузии окисленной  $D_O$  и восстановленной  $D_B$  форм одинаковы, т. е.  $E_{1/2}$  определяется природой вещества. В случае полностью необратимых волн  $E_{1/2} = blg(k_{эд}^{1/2}/0,76D^{1/2})$ , причем чем меньше константа скорости электрохимич. реакции, тем менее обратима система; при  $k_{эл} > 10^{-2}$  см/сек полярографич. волны обратимы, при  $k_{эл} < 10^{-5}$  см/сек — полностью необратимы.

Наклон волны  $b$  определяется из графика волны в координатах  $E - lg[\bar{I}/(\bar{I}_{пред} - \bar{I})]$  (рис. 3). Для обратимых волн  $b = \frac{2,303RT}{nF} = \frac{0,0591}{n}$  в, для необратимых  $b = \frac{2,303RT}{an_0F} = \frac{0,0591}{an_0}$  в. В последнее выражение входят кинетич. характеристики электрохимич. реакции:  $\alpha$  — коэфф. переноса ( $0 < \alpha < 1$ ) и  $n_0$  — число электронов, принимающих участие в медленной стадии электрохимич. реакции.

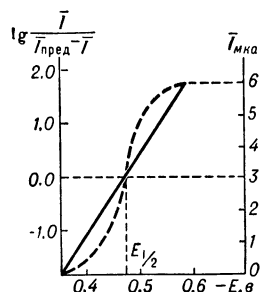


Рис. 3. Обратимая полярографич. волна, отвечающая восстановлению с участием 1 электрона, в координатах  $I - E$  (пунктир) и  $lg[\bar{I}/(\bar{I}_{пред} - \bar{I})] - E$  (сплошная черта).

аргумента и на кривой  $I - E$  появляется максимум (рис. 4). Кривые регистрируются осциллографом (откуда название метода). Величина тока в максимуме  $I_{пика}$  зависит от скорости наложения напряжения  $v$ ;

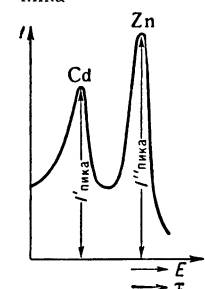


Рис. 4. Осциллограмма для раствора солей  $Cd^{2+}$  и  $Zn^{2+}$ .

Получают распространение методы, в которых пользуются наложением периодических импульсов напряжения различной формы: треугольных, прямоугольных, пилообразных, синусоидальных и т. п. (переменноточковая П.). Применяя ртутные электроды различной конструкции, вращающиеся дисковые электроды из различных металлов, различные способы наложения напряжения и дифференцирующие устройства, можно определять концентрацию почти всех катионов, многих анионов и огромного количества различных органических соединений в пределах концентраций  $10^{-9} - 1$  моль/л с точностью 1—5% относительных. В течение нескольких минут в любом (больше 0,1 мл) объеме раствора удается определить концентрацию сразу нескольких веществ, не изменяя

при этом состав раствора. Помимо исследовательских целей, П. находит широкое аналитич. применение в различных областях промышленности (цветной и черной металлургии, химической, фармацевтической, пищевой и др.) для контроля сырья, продуктов производства, течения технологич. процессов. В ряде случаев П. позволяет осуществить автоматич. контроль производств. процессов.

Лит.: 1) Гейровский Я., Техника полярографического исследования, пер. с чеш., нем., англ., М., 1951; 2) Крюкова Т. А., Синякова С. И., Арефьева Т. В., Полярографический анализ, М., 1959; 3) Делакей П., Новые приборы и методы в электрохимии, пер. с англ., М., 1957, гл. 1, 3—7; 4) Страдынь Я. П., Полярография органических нитросоединений, Рига, 1961; 5) Виноградова Е. Н., Галлай З. А., Финогенова З. М., Методы полярографического и амперметрического анализа, М., 1960; 6) Иванов И. Д., Полярография белков, энзимов и аминокислот, М., 1961; 7) Цфасман С. Б., Электронные полярографы, М., 1960; 8) Фрумкин А. Н. и др., Кинетика электродных процессов, М., 1952, гл. 2; 9) Левиц В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. X; 10) Гейровский Я., Кута Я., Основы полярографии, М. (в печати). Л. Г. Феоктисов.

**ПОЛЯРОИДЫ** — см. Поляризационный светодиффлюор.

**ПОЛЯРОН** — особое квантовое стационарное состояние электрона в инерционно поляризуемой диэлектрич. среде. В этом состоянии электрон своим электр. полем создает локальную поляризацию среды. Последняя, в свою очередь, притягивает электрон, вынуждая его двигаться в ограниченной части пространства — в области локальной поляризации. Локальная поляризация среды, т. о., поддерживается средним полем быстро колеблющегося электрона. Это самосогласованное состояние и наз. П. В однородной диэлектрич. среде, напр. в кристалле, возможно поступат. движение П. как целого. При таком движении область локальной поляризации перемещается вместе с движущимся в ней электроном. Движение П. подобно движению частицы по инерции. В присутствии приложенного внешнего электр. и магнитного полей П. движется ускоренно, как заряженная частица с инертной эффективной массой  $M$ ,  $k$ -рая может иногда в сотни и более раз превышать массу электрона. Спин П. равен  $1/2$ , поэтому П. подчиняется *Ферми — Дирака статистике*.

Состояние П. обладает меньшей энергией, нежели свободный электрон в неполяризованной среде. Поэтому почти все электроны проводимости в инерционно поляризуемых кристаллах и жидкостях (в средах, в к-рых статич. диэлектрич. проницаемость больше квадрата показателя преломления света) оказываются в состоянии П. В этих средах П. являются основными носителями тока и обуславливают электропроводность, термоэлектрич. явления, эффект Холла и ряд др. явлений в полупроводниках. П. — одно из основных представлений современной электронной теории полупроводников и диэлектриков с ионной решеткой, позволившее по-новому истолковать электр., фотоэлектрич. и оптич. явления в этих веществах. П. может поглощать и излучать свет. При этом электрон переходит с одного на другой дискретный энергетич. уровень в поляризационной потенциальной яме. В ряде случаев поляризонное поглощение света является доминирующим (напр., в металл-аммиачных растворах). Предположение о возможности существования состояний, подобных П., было высказано впервые Л. Д. Ландау (1933 г.) и Я. И. Френкелем (1936 г.). Количественная теория П. развивается с 1946 г. С. И. Пекаром и его сотрудниками [1].

Случай с сильной связью электрона с оптич. колебаниями решетки характеризуется значениями параметра  $\alpha^2 \equiv (\mu e^4 / 2\hbar^3 \omega) C^2 \gg 10$ . Здесь  $\mu$  — эффективная масса электрона проводимости в кристалле с неподвижно фиксированными ионами в узлах решетки,  $\omega$  — частота предельно длинноволновых оптич.

колебаний ионов,  $C = 1/n^2 - 1/\epsilon$ , где  $\epsilon$  — статич. диэлектрич. проницаемость, а  $n$  — показатель преломления света при частотах, отвечающих плато дисперсионной кривой между областью инфракрасного поглощения колебаниями ионов и областью собственного электронного поглощения света. В этом случае можно считать, что состояние быстро движущегося электрона адиабатически следует за сравнительно медленным движением ионов, и теоретич. рассмотрение приводит к след. результатам. Если за начало отсчета энергии выбрать дно зоны проводимости в неполяризованном кристалле, то энергия основного состояния такого П. равна:

$$H = -B - \frac{3}{2} \hbar \omega + Mv^2/2,$$

где  $B = 0,0544 (\mu e^4 / \hbar^2) C^2 = 1,47 (\mu/m) C^2 e\text{в}$ ,

$v$  — групповая скорость поступат. движения П., а эффективная масса П.  $M = 5,8 \cdot 10^{-3} (\mu e^2 / \hbar^2)^3 (e^2 C^4 / \omega^2)$ . Средняя кинетич. энергия электрона в его движении внутри поляризационной потенциальной ямы  $\bar{T} = B$ . Энергия поляризации, затрачиваемая на создание поляризационной ямы,  $U_p = 2B$ . Глубина залегания энергетич. уровня электрона в потенциальной яме  $E = -3B$ , а средняя потенциальная энергия электрона в этой яме  $V = -4B$ . Сводку многих др. результатов для случая сильной связи см. [1]. Другой метод рассмотрения этого случая, приводящий к эквивалентным результатам, предложен Н. Н. Боголюбовым [2].

В случае слабой связи электрона с колебаниями, когда  $\alpha^2 \ll 10$ , эту связь можно считать малым возмущением. В этом случае  $H = -\hbar\omega (\alpha + 0,0157 \alpha^2 + \dots) + Mv^2/2$ ,  $M = \mu (1 + 1/6 \alpha + \dots)$  [3, 4]. В щелочно-галогидных кристаллах, где  $\alpha^2 \sim 50-80$ , в BaO, NiO и нек-рых др. кристаллах реализуется случай сильной связи; в PbS, InSb, GaAs и др.  $\alpha^2 \lesssim 1$ , т. е. связь слабая.

Наибольшие математич. трудности возникают в теории П. в случае промежуточной связи. Предложено много приближенных решений задачи, к-рые в предельных случаях сильной и слабой связи дают результаты, почти совпадающие с вышеприведенными, а в области промежуточной связи являются хорошей интерполяцией [5, 6]. Совершенно аналогично электрону проводимости дырка проводимости тоже может создать локальную поляризацию кристалла и образовать П. Электронный и дырный П. вследствие их взаимного кулоновского притяжения могут образовать систему из двух связанных квазичастиц, подобную атому водорода, — «поляронный» экситон Ванье — Мотта. При благоприятном сочетании значений параметров среды даже два одноименных П. могут взаимно связаться, образуя «биполарон» — нечто подобное двухатомной молекуле с гомеополярной связью. Встречающееся в химии качественное понятие сольватированного электрона должно быть отождествлено с понятием П., если растворителем является инерционно поляризующаяся среда.

Во многих задачах теоретич. физики, в к-рых рассматривается квантовое движение частицы, взаимодействующей с гармонически колеблющимся континуумом (напр., в квантовой теории полей и др.), получаются ур-ния, подобные ур-ниям теории П. При их решении пользуются методами теории П. и самим понятием П.

Лит.: 1) Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; 2) Боголюбов Н. Н., «Украинский матем. ж.», 1950, т. 2, № 2, с. 3; 3) Fröhlich H., Pelzer H., Zienau S., «Philos. Mag.», 1950, v. 41, ser. 7, № 314, p. 221; 4) Höhler G., «Nuovo cimento», 1955, v. 2, № 4, p. 691; 5) Кривоглаз М. А., Пекар С. И., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1957, т. 21, № 1, с. 3 и 6; 6) Polarons and excitons. Scottish Universities Summer School 1962, ed. C. G. Kuper, G. D. Whitfield, N. Y., 1963. С. И. Пекар.

**ПОМЕРАНЧУКА ТЕОРЕМА** — утверждает, что полные сечения  $\sigma_+(E)$  и  $\sigma_-(E)$  взаимодействия частицы и античастицы с одной и той же мишенью совпадают при больших энергиях. П. т. получена при предположении, что: а) справедливы дисперсионные соотношения для амплитуды рассеяния вперед; б)  $\sigma_+(E)$  и  $\sigma_-(E)$  постоянны, начиная с нек-рой достаточно большой энергии  $E$ . Указанные дисперсионные соотношения доказаны на основании общих аксиом квантовой теории поля для процессов  $\pi - \pi$ ,  $\pi - K$ ,  $\pi - N$  и  $K - N$ -рассеяния ( $\pi$ ,  $K - \pi$  и  $K$ -мезоны,  $N$  — нуклоны), а с привлечением теории возмущений — для большинства процессов перехода двух сильно взаимодействующих частиц в две. Предположение о постоянстве  $\sigma_+(E)$  и  $\sigma_-(E)$  при  $E \rightarrow \infty$  правдоподобно и является в квазиклассич. приближении следствием быстрого — экспоненциального — спада *силы взаимодействия* при увеличении прицельного параметра. Опыты по  $p - p$  (протон — протон),  $\pi - p$  и  $K - p$ -рассеянию показывают, что  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$ , резко различающиеся для низких энергий, к  $E \sim 20$  Бэв сближаются, стремясь к не зависящему от  $E$  значению.

Позднее было показано [2, 3], что для справедливости П. т. достаточно весьма слабые ограничения лишь на рост отношения  $\sigma_+(E)/\sigma_-(E)$ .

Особое значение П. т. состоит в том, что она основана не на к.-л. модели квантовой теории поля, а на общих положениях теории.

Лит.: 1) Померанчук И. Я., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 3, с. 725; 2) Мейман Н. Н., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 6, с. 2277; 3) Logunov A. A. [a. o.], «Phys. Letters», 1963, v. 7, p. 69. В. П. Павлов.

**ПОМЕРАНЧУКА ЭФФЕКТ** — состоит в том, что при достаточно низких темп-рах теплота плавления твердого  $\text{He}^3$  становится отрицательной, т. е. энтропия жидкого  $\text{He}^3 S_{ж}$  делается меньше энтропии твердой фазы  $S_{т}$ . В силу Клапейрона — Клаузиуса уравнения это означает, что при темп-ре  $T^*$ , при к-рой теплота плавления меняет знак, кривая плавления имеет минимум (рис. 1). П. э. предсказан И. Я. Померанчуком в 1950 г.

Причина П. э. кроется в специфич. свойствах  $\text{He}^3$ , представляющего собой при темп-рах ниже  $\sim 0,5^\circ \text{K}$  ферми-жидкость, энтропия к-рой при  $T < T_0$ , где  $T_0$  — темп-ра вырождения, стремится с падением темп-ры к нулю по линейному закону (рис. 2). Энтро-

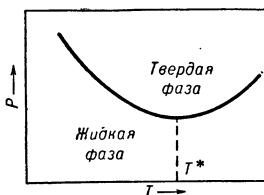


Рис. 1. Кривая плавления  $\text{He}^3$ .

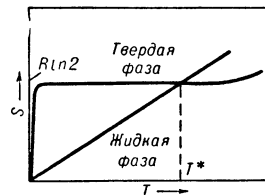


Рис. 2. Энтропийная диаграмма жидкого и твердого  $\text{He}^3$ .

пия твердого  $\text{He}^3$  при столь низких темп-рах определяется в основном взаимодействием между спинами ядер  $\text{He}^3$ , равными  $1/2$ , к-рое сводится к силам между соответствующими магнитными диполями. При темп-рах, много больших энергии дипольного взаимодействия ядер  $\text{He}^3$ , их спины ориентированы хаотически, в силу чего энтропия твердого  $\text{He}^3$  должна быть постоянна и равна  $R \ln 2 = 1,377 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$  (падение начнется только при темп-рах  $10^{-6} - 10^{-7} \text{ K}$ ). Резкое различие в ходе  $S_{ж}$  и  $S_{т}$  как ф-ций темп-ры неизбежно приводит к пересечению кривых (рис. 2) и, следовательно, к П. э.

Лит. см. при ст. Гелий, № 5, 7. И. Е. Дзялошинский.

**ПОМЕХИ РАДИОПРИЕМУ** — электр. возмущения, накладывающиеся на принимаемый сигнал и

затрудняющие радиоприем. Различают внешние и внутр. П. р. Последние представляют собой собств. шумы радиоприемных устройств. Внешние помехи создаются посторонними радиостанциями, промышленными объектами; к ним относятся также *атмосферные помехи радиоприеме*, космические и организованные П. р. Помехи от передающих радиостанций возникают из-за недостаточного разнеса частот передатчиков и из-за плохой фильтрации их гармоник. П. р. создают не только передатчики, но и соседние приемники. Гетеродины супергетеродинных приемников, а также регенеративные и суперрегенеративные каскады приемников (см. *Радиоприемные устройства*), имеющие сильную связь с антенной или недостаточно экранированные, излучают в окружающее пространство радиоволны, являющиеся П. р. для др. приемников.

Промышленные П. р. связаны с работой электрич. установок, сопровождающейся искрообразованием, высокочастотным излучением, коммутацией тока, утечкой тока через плохую изоляцию и т. д. Источниками промышленных П. р. являются, напр., коллекторные электродвигатели, электрич. звонки с прерывателями, электросварочные аппараты, дуговые осветит. приборы, высокочастотные медицинские приборы и т. п. Промышленные П. р. проникают в приемные устройства гл. обр. через антенны и цепи питания и действуют в диапазоне *длинных волн* и *средних волн*. Однако нек-рые (напр., помехи от рентгеновских установок, от системы зажигания двигателей внутр. сгорания и др.) проявляются в диапазоне *коротких волн* и *ультракоротких волн*.

Действие космич. П. р. обнаруживается в диапазоне длин волн от 30 м до 1 см, в к-ром атмосфера Земли относительно прозрачна для радиоволн. Основные источники космич. П. р.: радиоизлучение Солнца, Галактики, Луны и нек-рых внегалактич. скоплений. П. р. от Солнца меняются по величине в зависимости от количества пятен и др. активных образований, вызывающих возмущения на Солнце; эти изменения растут с увеличением длины волны; напр., в диапазоне дециметровых волн интенсивность П. р. меняется в 1,5—3 раза, а в диапазоне метровых волн — в 10—100 раз. Интенсивность П. р. от Галактики, Луны и внегалактич. скоплений относительно постоянно во времени (см. *Радиоастрономия*).

По характеру П. р. различают: 1) импульсные П. р., состоящие из коротких импульсов, следующих через промежутки времени, превышающие время переходного процесса в частотно-избират. системе приемника. К ним относятся нек-рые атмосферные и промышленные П. р. 2) Гладкие (флуктуационные) П. р., состоящие из большого числа коротких импульсов, следующих через промежутки времени, меньшие времени переходного процесса (шумы приемников, нек-рые виды организованных помех и др.). 3) Синусоидальные П. р. — модулированные и немодулированные колебания высокой частоты. Эти помехи создаются, напр., посторонними радиостанциями и нек-рыми из промышленных установок. Подавление П. р. вне приемного устройства достигается применением электрич. фильтров в цепях источников промышленных помех, улучшением фильтрации гармоник радиопередатчиков, экранированием рентгеновских установок и др. В приемном устройстве снижение уровня помех достигается применением спец. методов обработки принимаемого сигнала (см. *Когерентный радиоприем*), а также повышением избирательности.

Лит. см. при ст. *Радиоприемные устройства*.

А. А. Колосов.

**ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОКОВ** — взаимодействие магнитных полей, возбуждаемых этими токами, в результате к-рого возникают механ. силы, действующие на проводники с током.

Для двух проводников  $l_1$  и  $l_2$  с токами  $I_1$  и  $I_2$  сила, с к-рой элемент тока  $I_1 dl_1$  действует на элемент тока  $I_2 dl_2$  (см. рис.)  $dF_{1-2} = \frac{\mu_a I_1 I_2}{4\pi R^2} [dl_2 [dl_1 R_{1-2}]]$ , где  $\mu_a$  — абсолютная магнитная проницаемость среды,  $R_{1-2}$  — единичный вектор расстояния  $R$ . Аналогично определяется  $dF_{2-1}$ , однако в общем случае элементарные силы не удовлетворяют принципу равенства действия противодействия. Результирующие пондеромоторные силы  $F_{1-2} = -F_{2-1}$  замкнутых токов  $I_1$  и  $I_2$  вычисляются интегрированием по обоим контурам и удовлетворяют 3-му закону Ньютона.

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 2) Ампер А. М., Электродинамика, [М.], 1954.

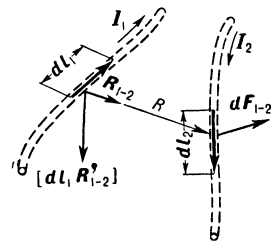
**ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ** — механ. действие на препятствия в акустич. поле. П. д. а. п. проявляется в действии на мембрану микрофона, в явлениях коагуляции (см. *Коагуляция акустическая*), *диспергирования*, кавитации (см. *Кавитация акустическая*) и др.

Для выяснения причин, вызывающих пондеромоторные силы, рассмотрим взвешенное в акустич. поле тело, размеры к-рого много меньше длины волны. Если плотность тела равна плотности окружающей среды, то под действием звуковых волн оно будет колебаться вместе с частицами среды, и на него будет действовать сила, к-рая бы действовала на среду в объеме тела, если бы последнего не было. При различных плотностях тела и окружающей среды возникает движение тела относительно среды, причем, если плотность тела больше плотности среды, то тело отстает от среды, если меньше, — то опережает ее. Движение тела относительно среды вызовет дополнительное движение среды (рассеянную волну), а значит, и дополнительную силу реакции, действующую на тело. Если препятствие способно поглощать энергию звуковой волны, то появляется еще дополнительный механизм возникновения сил, т. к. вместе с поглощенной энергией препятствие получает и импульс.

Давление  $P$  на препятствие в акустич. поле определяется [1] потоком импульса относительно единицы поверхности препятствия:  $P_i = - \sum_{k=1}^3 \Pi_{ik} n_k$ , где  $\Pi_{ik}$  —

тензор плотности потока импульса,  $n$  — единичный вектор внешней нормали к поверхности. Проекции полной силы, действующей на препятствие, равны интегралу по поверхности препятствия от  $P_i$ . В идеальной жидкости  $\Pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k$  ( $p$  — давление в среде,  $\rho$  — плотность,  $v$  — скорость жидкости,  $\delta_{ik}$  — единичный тензор). В линейном приближении, а также в случае абс. твердой поверхности  $P_i$  определяется только давлением  $p$ . В вязкой среде, кроме того, на каждый элемент поверхности тела в звуковом поле будет действовать сила трения.

В линейном приближении силы, действующие на препятствие, — периодич. ф-ции времени с частотой, равной частоте звука. В среднем по времени они равны нулю. Линейное приближение оказывается достаточным, напр., для исследования работы микрофонов, где основной интерес представляет периодич. сила, действующая на мембрану микрофона. Отличные от нуля средние силы возникают в результате эффектов второго порядка. Среднее по времени давление, действующее на препятствие в акустич. поле, наз. *давлением звукового излучения*. Вообще говоря, средние силы малы, однако их величина может зна-



чительно возрастать при наличии резонансных явлений [2, 3]. Они влияют на процессы коагуляции, дегазации и т. п. Так, ускорение этих процессов связано с тем, что взвешенные в звуковом поле частицы скапливаются вблизи мест, где средние силы равны нулю [4]. На процессы коагуляции и дегазации оказывают влияние также средние по времени силы, возникающие между двумя телами, колеблющимися в звуковом поле, — т. н. силы Бьеркнеса [5].

Различными П. д. а. п. пользуются в ультразвуковой технологии для образования эмульсий, диспергирования твердых тел в жидкостях, для процессов коагуляции, дегазации жидкостей и расплавов, очистки и обезжиривания металлург. деталей, сверления отверстий и образования углублений в твердых телах и т. п. [6, 7]. Усредненные силы используются также для измерения величин, характеризующих звуковое поле (см. *Радиометр акустический*, *Диск Рэлея*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика), § 11 и § 15; 2) Лебедев П. Н., *Собр. соч.*, М., 1963, с. 68—121; 3) Гольдберг З. А., Наугольных К. А., *О рэлеевском давлении звука*, «Акуст. ж.», 1963, т. 9, вып. 1, с. 28—31; 4) Горьков Л. П., *О силах, действующих на малую часть в акустическом поле в идеальной жидкости*, «ДАН СССР», 1961, т. 140, № 1, с. 88—91; 5) Казанцев В. Ф., *Движение газовых пузырьков в жидкости под действием сил Бьеркнеса, возникающих в акустическом поле*, «ДАН СССР», 1959, т. 129, № 1, с. 64—67; 6) Бергман Л., *Ультразвук и его применение в науке и технике*, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 6; 7) Розенберг Л. Д. (и др.), *Ультразвуковое резание*, М., 1962; 8) Каневский И. Н., *Постоянные силы, возникающие в звуковом поле*, «Акуст. ж.», 1961, т. 7, вып. 1, с. 3—17. З. А. Гольдберг.

**ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ СВЕТА** — механическое действие света, проявляющееся в *давлении света* на тела и в передаче им момента количества движения (*Садовского эффект*).

**ПОРОГ БОЛЕВОГО ОЩУЩЕНИЯ** — величина звукового давления, при к-рой в ухе возникает ощущение боли. Болевым ощущением часто определяют верхнюю границу динамич. диапазона слышимости человека. П. б. о. в очень малой степени зависит от частоты сигнала. У людей, тренированных к восприятию сильных звуков, П. б. о. для синусоидальных сигналов равен в среднем 140 *дб* по отношению к 0,0002 *дин/см<sup>2</sup>* (см. *Децибел шкала*), а для шумов с непрерывным спектром — 120 *дб*. При отсутствии тренировки П. б. о. в обоих случаях примерно на 10 *дб* ниже.

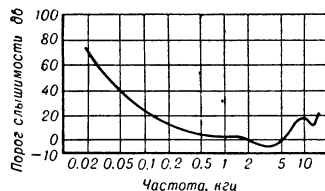
При воздействии сильных звуков происходит сокращение мышц и смещение косточек среднего уха, благодаря чему звук передается на внутр. ухо ослабленным. Чрезмерно высокое звуковое давление приводит к очень резким смещениям структур среднего уха и вызывает боль. Болевая реакция — защитная для организма, т. к. продолжит. действие звуков, вызвавших боль, может привести к повреждению органа слуха. Считается, что болевое ощущение носит неслуховой характер, т. к. оно связано с перегрузкой звукопроводящего аппарата среднего уха и не зависит от частоты.

Лит.: 1) Беранек Л., *Акустические измерения*, пер. с англ., М., 1952, гл. 4, § 4; 2) Ликлайдер Дж. К. Р., *Основные корреляты слухового стимула*, в кн.: *Экспериментальная психология*, пер. с англ., т. 2, М., 1963, гл. 25; 3) Селвин И. И., *Производственный шум и борьба с ним*, [М.], 1955, гл. 2, § 3, 8; 4) Веккесу G. von, *Experiments in hearing*, N. Y. — [a. o.], 1960, § 5, 7. О. М. Розен.

**ПОРОГ ЗРИТЕЛЬНОГО ОЩУЩЕНИЯ** — минимальная интенсивность света, вызывающая зрительное ощущение. Величина П. з. о. определяет чувствительность глаза, существенно зависящую от его *адаптации*. См. также *Зрение*.

**ПОРОГ ПОЧЕРНЕНИЯ** — минимальное *почернение* сверх *суали*, обнаруживаемое на экспонированном и проявленном фотографич. слое. П. п. — точка нач. участка характеристич. кривой, где ее градиент близок к нулю. См. *Сенситометрия*.

**ПОРОГ СЛЫШИМОСТИ** — минимальная величина звукового давления, при к-рой звук данной частоты может быть еще воспринят ухом человека. Величину П. с. принято выражать в *дб* (см. *Децибел шкала*), принимая за нулевой уровень звукового давления 0,0002 *дин/см<sup>2</sup>* при частоте 1 *кГц* (для плоской звуковой волны). Частотная зависимость стандартного П. с. синусоидального сигнала дана на рисунке. После прекращения действия шумов и других звуковых раздражений П. с. оказывается повышенным и



затем постепенно возвращается к исходному уровню. Степень повышения П. с. и скорость его восстановления зависят от характеристик и продолжительности предшествовавшего раздражения. У разных людей и у одних и тех же лиц в разное время П. с. может различаться в зависимости от возраста, физиологич. состояния, тренированности. Измерения П. с. обычно производятся методами *психологической акустики*; поэтому П. с. зависит от условий эксперимента и от инструкции, на основании к-рой испытуемые судят о слышимости сигнала.

Лит. см. при ст. *Порог болевого ощущения* №№ 1, 2, а также: 1) Андреев Л. А., *Физиология органов чувств*, М., 1941; 2) Розенблит У., *Обработка сенсорной информации организмом*, «Современные проблемы биофизики», 1961, т. 2, гл. 52; 3) Ржевкин С. Н., *Слух и речь в свете современных физических исследований*, 2 изд., М.—Л., 1936, гл. 1, § 2, гл. 2. О. М. Розен.

**ПОРОГ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ** измерительного прибора — наименьшее изменение измеряемой величины, обнаруживаемое по указателю прибора (при нормальном для данного прибора способе отсчета и плавном изменении величины).

Наличие П. ч. обусловлено: наименьшим отклонением указателя, к-рое может быть уверенно отсчитано по шкале; задержкой движения указателя, вызываемой трением в опорах подвижной части; мертвым ходом в передаточном механизме; явлением гистерезиса (в приборах с ферромагнитными деталями, находящимися в магнитном поле), а также др. явлениями. П. ч. в нек-рой степени связан с *вариацией* показаний прибора, также вызываемой задержками движения указателя. От П. ч. зависит отсчетные интервалы, делающие весь диапазон измерений на ряд дискретных значений. В приборах с неравномерной шкалой (напр., квадратич., логарифмич. и т. д.) П. ч. в разных точках шкалы различен. П. ч. свойствен и интегрирующим приборам (напр., счетчикам количества), но в применении к ним его обычно наз., хотя и не совсем правильно, *чувствительностью*. К. П. Широков.

**ПОРОХА** — метательные *взрывчатые вещества*; способны устойчиво гореть в условиях, при к-рых взрывчатые вещества других классов взрываются или детонируют (см. *Горение взрывчатых веществ*). Применяются в артиллерии, огнестрельном оружии, ракетных двигателях, воспламенительных, пиротехнических и т. п. устройствах. Старейший тип П. — черный (дымный) П. — смесь тонкоизмельченных древесного угля, серы и селитры (обычно калиевой), чаще всего в соотношении 15 : 10 : 75. В конце 19 — начале 20 в. был вытеснен бездымными П. — своеобразными пластич. массами, получаемыми обработкой (желатинизацией) нитроцеллюлозы пироглицерином (нитроглицериновые П.), смесью спирта с эфиром (пироксилиновые П.) и т. д. Применяются также смеси П. — горючие высокополимерные вещества (каучуки, смолы и т. п.), смешанные с порошкообразным окислителем

(напр., перхлоратом аммония). Скорость газообразования при горении П. регулируют, изменяя размеры и форму (и, следовательно, поверхность горения) пороховых элементов, изготавливаемых обычно в виде пластинок, зерен, лент или толстостенных труб в случае ракетных П. весом иногда до неск. тонн (см. *Баллистика внутренняя*).  
Б. Н. Кондриков.

**ПОРОШКИ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ** — см. *Магнитные порошки*.

**ПОРОШКОВЫЕ МАГНИТЫ** — магниты постоянные, изготовленные из магнитно-жестких тонких порошков. Магнитные свойства П. м. зависят от магнитных свойств, взаимного расположения и концентрации частиц порошка. Остаточная индукция  $B_r$  и коэрцитивная сила  $H_c$  П. м. максимальны в том случае, если частицы, из к-рых они состоят, имеют однодоменную магнитную структуру и значительную магнитную анизотропию (см. *Однодоменные ферромагнитные частицы*). Магнитная анизотропия частиц обусловлена естественной кристаллографич. анизотропией или анизотропией формы частиц. Создание магнитной текстуры в П. м. осуществляется выстраиванием осей легчайшего намагничивания частиц магнитным полем вдоль одного направления — оси текстуры — с последующим закреплением их к-л. неферромагнитным веществом. При этом резко возрастают  $B_r$  и  $H_c$  вдоль оси текстуры. Увеличение концентрации ферромагнитных частиц также приводит к возрастанию  $B_r$ .

Основные магнитные характеристики важнейших порошковых магнитов.

Материал	$B_r$ (гс)	$H_c$ (а)	$(BH)_{\max}^* \cdot 10^{-6}$	Природа магнитной анизотропии
Железо: Изотропные частицы	6000	475	1,0	кристаллографич.
Анизотропные частицы	7900	560	2,2	форма частиц
Железо-кобальт: Изотропные частицы	8000	410	1,6	кристаллографич.
Анизотропные частицы	9000	850	3,6	форма частиц
Марганец-висмут: Изотропные частицы	4300	3400	4,3	кристаллографич.
Гамма-окисел железа: Анизотропные частицы	900	250	—	форма частиц
Железо-кобальтовый феррит с 2% Со: Изотропные частицы	950	300	—	кристаллографич.

\*  $(BH)_{\max}$  — макс. магнитная энергия.

Для П. м. из анизотропных по форме частиц Fe и Fe — Co и частиц  $MnFe_2$ , обладающих значительной одноосной кристаллографич. анизотропией, магнитные свойства приведены только вдоль оси текстуры.

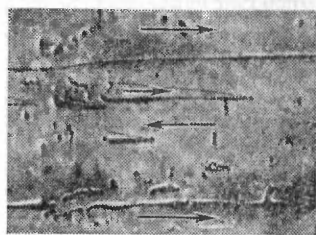
В технике широко применяются также постоянные магниты из порошков сплавов ални и алнико, к-рые имеют почти одинаковое значение  $H_c$  по сравнению с соответствующими литыми магнитами, но значительно меньшую величину  $B_r$ . Снижение  $B_r$  вызвано наличием зазоров между частицами, что приводит к уменьшению плотности материала магнита и появлению внутренних размагничивающих полей. Важное преимущество П. м. по сравнению с литыми магнитами — возможность изготовления из порошков постоянных магнитов любой сложной конфигурации.

Лит.: 1) Займовский А. Г., Чудновская Л. А., *Магнитные материалы*, М., 1957 (Металлы и сплавы в электро-

технике, т. 1); 2) Парфентьев А. И., Пуссэт Л. А. *Физические основы магнитной записи звука*, М., 1957; 3) *Магнитные свойства металлов и сплавов*. [пер. с англ.], под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961, с. 198—226; 4) Luborsky F. E., *J. Appl. Phys.*, 1961, Suppl. to v. 32, № 3, p. 171.

Е. В. Штолц, Я. С. Шур.

**ПОРОШКОВЫЕ ФИГУРЫ** — порошковые осадки, посредством к-рых выявляются границы между областями самопроизвольной намагниченности (доменами) в ферромагнитных кристаллах и тем самым устанавливается вид магнитной структуры: форма и размеры доменов и ориентация намагниченности в них (см. рис.). Для получения П. ф. на тщательно отполированную поверхность кристалла наносят тонкую взвесь ферромагнитного порошка в жидкости. При оседании порошок собирается у тех мест, где имеются наибольшие магнитные поля (у границ между магнитными областями), и делает эти границы легко различимыми под микроскопом. Методом П. ф. удалось впервые непосредственно наблюдать



области самопроизвольной намагниченности, открыть различные типы магнитных структур, наблюдать смещение границ между

доменами и вращение вектора намагниченности в них, установить закономерности в перестройке магнитной структуры под влиянием различных внешних воздействий. П. ф. четко выявляются на ферромагнетиках, обладающих значительной магнитной анизотропией. Темп-ная область применения П. ф. ограничена. Первые метод П. ф. был применен Ф. Биттером (F. Bitter, 1931 г.) и Н. С. Акуловым и М. В. Дехтаром (1932 г.).

Лит.: 1) Физика ферромагнитных областей. Сб. статей, пер. с англ. и франц., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1951; 2) Шур Я. С., Абельс В. Р., *«ФММ»*, 1955, т. 1, с. 5; 1955, т. 1, с. 11; 1956, т. 3, вып. 3, с. 433; 1958, т. 6, вып. 3, с. 556; 3) *Магнитная структура ферромагнетиков*, Новосибирск, 1960; 4) *Магнитная структура ферромагнетиков*. Сб. [переводных] статей, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1959. Я. С. Шур.

**ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР** — номер химич. элемента в периодич. системе хим. элементов Д. И. Менделеева. См. *Атомный номер*.

**ПОРЯДОК РЕАКЦИИ** (в кинетике химической) — сумма показателей степени  $n_i$ , с к-рыми концентрации веществ  $C_i$  входят в ур-ние для скорости  $v$  химич. реакции ( $k$  — константа скорости):

$$v = k \prod C_i^{n_i}. \quad (1)$$

Различают общий (суммарный) П. р.  $n = \sum n_i$  и П. р.  $n_i$  по данному реагенту  $i$ . Понятие «П. р.» применимо только в том случае, если скорость реакции подчиняется степенной зависимости типа (1). В случае целочисленных значений  $n$  и  $n_i$  говорят соответственно о 0-, 1-, 2- и 3-м П. р. Значения  $n_i$  могут быть также дробными и отрицательными.

Как правило, химич. реакции протекают через неск. элементарных актов или стадий. Значения  $n_i$ , наблюдаемые экспериментально, зависят от соотношения между скоростями этих стадий и от их молекулярности (числа молекул, ионов, радикалов, участвующих в данной стадии). Поэтому значения  $n_i$ , как правило, не совпадают с коэфф. в стехиометрич. ур-нии, описывающем брутто-процесс.

Лит. см. при ст. *Кинетика химическая*. И. И. Моисеев.

**ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ** материалов — изменение деформированного состояния тел при неизменном

напряженном состоянии. В простейшем случае П. можно наблюдать на цилиндрич. образце, находящемся под действием постоянной растягивающей силы  $P$  (см. рис.). С течением времени деформации стержня возрастают (кривая  $ab$ ), причем в общем случае происходит прирост как упругих, так и пластич. деформаций. Это явление наз. прямым П. Приращение упругих деформаций — это проявление упругого П., пластических деформаций — ползучести. Если в некоторый момент времени  $t_1$  нагрузка снимается, то образец сразу сокращается на  $(bd)$ , а затем наблюдается медленное сокращение образца со временем  $(de)$  — т. н. обратное П.

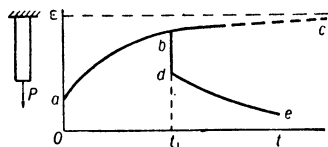


График упругого последствия материала:  $abc$  — кривая прямого упругого последствия;  $de$  — кривая обратного упругого последствия.

величину упругой деформации  $(bd)$ , а затем наблюдается медленное сокращение образца со временем  $(de)$  — т. н. обратное П.

Упругое П. без ползучести наблюдается в телах, напряженное состояние к-рых нигде не превосходит предела упругости, и относится к медленным обратимым процессам. Обычно упругое П. материалов объясняется неоднородностью упруго-напряженного состояния реальных тел и стремлением напряженного состояния к выравниванию; оно объясняет явление гистерезиса упругого. Для металлов упругое П. мало, однако у органич. веществ (кожа, текстильные волокна, пластик. массы) оно может иметь значит. величину.

Пластич. П. материалов, или ползучесть, связано с существенным изменением молекулярного или кристаллич. строения материалов и в конечном итоге представляет следствия атомных перегруппировок. Чистые металлы обладают небольшим сопротивлением ползучести: свинец и алюминий ползут при нормальной темп-ре, а в углеродистой стали ползучесть начинает проявляться при  $350^\circ\text{C}$ , в низколегированных сталях — при  $500^\circ\text{C}$ , высоколегированных —  $600-700^\circ\text{C}$ .

Изучением П. занимается реология. Д. Д. Ивлев.

**ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТНЫЕ МАШИНЫ** — см. *Конечный автомат.*

**ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ** (в математической статистике) — способ статистич. проверки гипотез, при к-ром необходимое число наблюдений не фиксируется заранее, а определяется в процессе самой проверки. Во многих случаях для получения столь же обоснованных выводов применение надлежащим образом подобранного способа П. а. позволяет ограничиться значительно меньшим числом наблюдений (в среднем, т. к. число наблюдений при П. а. есть величина случайная), чем при способах, в к-рых число наблюдений фиксировано заранее.

Пусть, напр., задача состоит в выборе между гипотезами  $H_1$  и  $H_2$  по результатам независимых наблюдений. Гипотеза  $H_1$  заключается в том, что случайная величина  $\xi$  имеет распределение вероятностей с плотностью  $f_1(x)$ , а  $H_2$  в том, что  $\xi$  имеет плотность  $f_2(x)$ . Для решения этой задачи поступают след. образом. Выбирают два числа  $A$  и  $B$  ( $0 < A < B$ ). После 1-го наблюдения вычисляют отношение  $\lambda_1 = f_2(x_1)/f_1(x_1)$ , где  $x_1$  — результат первого наблюдения. Если  $\lambda_1 < A$ , принимают гипотезу  $H_1$ ; если  $\lambda_1 > B$ , принимают  $H_2$ ; если  $A \leq \lambda_1 \leq B$ , производят 2-е наблюдение и подобным же образом исследуют величину  $\lambda_2 = f_2(x_1)f_2(x_2)/f_1(x_1)f_1(x_2)$ , где  $x_2$  — результат 2-го наблюдения, и т. д. С вероятностью, равной единице, процесс оканчивается либо выбором  $H_1$ , либо выбором  $H_2$ . Величины  $A$  и  $B$  определяются из условия, чтобы вероятности ошибок 1-го и 2-го рода (т. е. вероятность отвергнуть гипотезу  $H_1$ , когда она верна, и вероятность принять  $H_1$ , когда верна  $H_2$ )

имели заданные значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Для практич. целей вместо величин  $\lambda_n$  удобнее рассматривать их логарифмы. Пусть, напр., гипотеза  $H_1$  состоит в том, что  $\xi$  имеет нормальное распределение

$$f(x; a, \sigma) = (1/\sqrt{2\pi}\sigma) \exp[-(x-a)^2/2\sigma^2]$$

с  $a = 0$ ,  $\sigma = 1$ ; гипотеза  $H_2$  — в том, что  $\xi$  имеет нормальное распределение с  $a = 0,6$ ,  $\sigma = 1$ , и пусть  $\alpha_1 = 0,01$ ,  $\alpha_2 = 0,03$ . Соответствующие подсчеты показывают, что в этом случае  $A = 1/33$ ,  $B = 97$  и

$$\log \lambda_n = 0,6 \sum_{k=1}^n x_k - 0,18n.$$

Поэтому неравенства

$$\lambda_n < 1/33 \text{ и } \lambda_n > 97 \text{ равносильны неравенствам}$$

$$\sum_{k=1}^n x_k < 0,3n - 5,83 \text{ и } \sum_{k=1}^n x_k > 0,3n + 7,62,$$

соответственно. На плоскости  $xoy$  наносятся две прямые  $y_1 = 0,3x - 5,83$  и  $y_2 = 0,3x + 7,62$  (см. рис.)

и ломаная линия с вершинами в точках  $(n, \sum_{k=1}^n x_k)$ ,  $n = 1, 2, \dots$  Если ломаная впервые выходит из полосы, ограниченной

этимими прямыми, через верхнюю границу, принимается  $H_2$ , если через нижнюю, — принимается  $H_1$ . В приведенном примере для различия гипотез  $H_1$  и  $H_2$  методом П. а. требуется в среднем не более 25 наблюдений. В то же время для указанного различия гипотез  $H_1$  и  $H_2$  по выборкам фиксированного объема (см. *Выборочный метод*) потребовалось бы более 49 наблюдений.

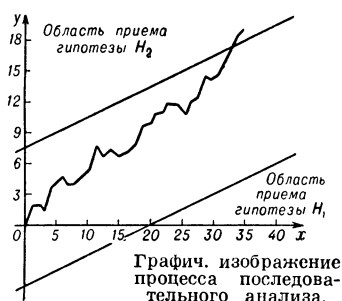
Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 3 изд., М., 1961; 2) Вальд А., Последовательный анализ, пер. с англ., М., 1960.

**ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ МЕТОД** — метод решения математич. задач при помощи такой последовательности приближений, к-рая сходится к решению и строится рекуррентно (т. е. каждое новое приближение вычисляют, исходя из предыдущего; начальное приближение выбирается в достаточной степени произвольно). П. п. м. применяется для приближенного нахождения корней алгебраич. и трансцендентных ур-ний, для доказательства существования решения и приближенного нахождения решений дифференциальных, интегральных и интегродифференциальных ур-ний, для качественной характеристики решения и в ряде др. математич. задач.

1) Для решения ур-ния  $f(x) = 0$  составляют ему равносильное  $x = \varphi(x)$ , обозначив, напр., через  $\varphi(x)$  разность  $x - kf(x)$  ( $k$  — постоянное). Выбрав  $a_0$  — начальное приближение к корню ур-ния, составляют последовательность чисел  $a_0, a_1 = \varphi(a_0), a_2 = \varphi(a_1), \dots, a_n = \varphi(a_{n-1}), \dots$ ; предел  $a = \lim_{n \rightarrow \infty} a_n$ , если он существует, является корнем этого ур-ния, а числа  $a_0, a_1, a_2, \dots$  — приближенными значениями этого корня. Предел  $a$  будет существовать, напр., если соблюдается условие:

$$|d\varphi(x) dx| < 1 \tag{1}$$

и в качестве начального приближения  $a_0$  взято любое число. Обычно, когда надо найти приближенное значение корня ур-ния, устанавливают достаточно узкий интервал, в к-ром лежит корень (напр., с помощью графич. методов); затем подбирают  $k$  так, чтобы усло-



График, изображающий процесс последовательного анализа.



вие (1) выполнялось на всем интервале; за начальное приближение  $a_0$  выбирают любое число из этого интервала и применяют П. п. м. Практически, после того как два последоват. приближения  $a_{n-1}$  и  $a_n$  совпадут с заданной степенью точности, вычисление прекращают и полагают  $a_n \approx a$ .

2) П. п. м. применяют для приближенного решения систем линейных алгебраич. ур-ний с большим числом неизвестных.

3) Для нахождения решения дифференциального уравнения  $\frac{dy}{dx} = f(x, y)$ , удовлетворяющего условию  $y_0 = y(x_0)$ . Ур-ние записывают в виде  $y = y_0 + \int_{x_0}^x f(x, y) dx$  и, пользуясь рекуррентной ф-лой:

$y_i = y_0 + \int_{x_0}^x f(x, y_{i-1}) dx$ , составляют последовательность ф-ций  $y_1(x), y_2(x), \dots, y_n(x), \dots$ . Если она равномерно сходится, то предел ее будет искомым решением.

4) Для решения 1-й краевой задачи для ур-ния

$$\Delta u \equiv \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = F(x, y, u, \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y})$$

выбирают произвольную дважды дифференцируемую ф-цию  $u_0(x, y)$  и составляют линейное ур-ние:

$$\Delta u_1 = F(x, y, u_0, \frac{\partial u_0}{\partial x}, \frac{\partial u_0}{\partial y}) \quad (2)$$

[при заданной  $u_0(x, y)$  правая часть является известной ф-цией  $x$  и  $y$ ; т. о., (2) есть ур-ние Пуассона]. Пусть  $u_1(x, y)$  — решение 1-й краевой задачи для ур-ния (2); считая  $u_1$  1-м приближением, составляют линейное ур-ние

$$\Delta u_2 = F_2(x, y, u_1, \frac{\partial u_1}{\partial x}, \frac{\partial u_1}{\partial y}),$$

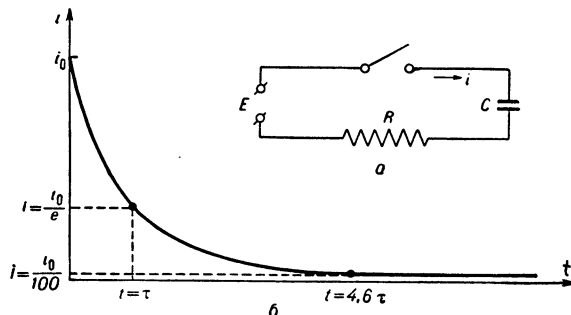
находят  $u_2(x, y)$  и т. д. Получается последовательность ф-ций  $u_1(x, y), u_2(x, y), \dots$ , к-рая при нек-рых предположениях сходится и дает решение задачи.

Лит.: 1) Степанов В. В., Курс дифференциальных уравнений, 8 изд., М., 1959; 2) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 1, 20 изд., т. 2, 18 изд., М., 1962; 3) Фаддеев Д. К., Фаддеева В. Н., Вычислительные методы линейной алгебры, М., 1960; 4) Канторович Л. В., Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 5 изд., М.—Л., 1962.

**ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ** — свечение люминесцентных веществ, наблюдающееся после прекращения действия на них вызывающих возбуждение факторов (света, рентгеновских лучей, ядерных излучений и др.). П. — характерный признак люминесценции. Длительное П. обычно наз. *фосфоресценцией*, в нек-рых случаях оно продолжается в течение многих часов. Продолжительность короткого П. при *флуоресценции* имеет порядок длительности жизни возбужденного состояния, определяемой вероятностью соответствующего спонтанного перехода между уровнями.  
М. Д. Галантин.

**ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ** — промежуток времени, в течение которого параметр, характеризующий переходный (релаксационный) процесс, изменяется в  $e$  раз. Простейший пример переходного процесса — зарядка разряд конденсатора  $C$  через сопротивление  $R$  (см. рисунок). При заряде конденсатора ток  $i$ , текущий в цепи, следует закону:  $i = (E/R) \exp(-t/RC) = i_0 \exp(-t/\tau)$ , где  $t$  — время, прошедшее с момента замыкания цепи,  $E$  — напряжение источника питания,  $i_0 = E/R$  — начальный ток,  $\tau = RC$  — П. в., имеющая размерность *сек*, если  $C$  и  $R$  выражены в *ф* и *ом*. При  $t = \tau$ ,  $i = i_0/e$ . При  $t = 4,6\tau$   $i = i_0 \exp(-4,6) = 0,01 \cdot i_0$ , что является практически окончанием заряда. Т. о.,  $\tau$  характеризует скорость протекания переходного процесса и его продолжительность. Аналогично можно показать,

что скорость установления тока в цепи, содержащей индуктивность  $L$  и сопротивление  $R$ , характеризуется П. в.  $\tau = L/R$  *сек*, где  $L$  и  $R$  выражены в *гн* и *ом*. В случае затухающих колебаний в цепи *колебательного контура* скорость уменьшения амплитуды колебаний характеризуется П. в.  $\tau = 2L/R$ , где  $L$  — индуктивность контура,  $R$  — его активное сопротивление.



Заряд конденсатора: а — схема включения; б — зависимость зарядного тока от времени.

П. в. характеризуют процессы ориентации электрич. или магнитных диполей под действием внезапно приложенного электрич. или магнитного поля, высвечивание люминесцентных веществ (после прекращения действия на них света), радиоактивный распад и пр.  
А. А. Брандт.

**ПОСТОЯННАЯ РАСПАДА** —  $\lambda = 1/\tau$ , где  $\tau$  — средняя продолжительность жизни атома изотопа. П. р. связана с периодом полураспада  $T_{1/2}$  соотношением  $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ .

**ПОСТОЯННАЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ** — комплексная величина  $\gamma = \alpha + i\beta$ , характеризующая процесс распространения волны в одномерном случае. Для однородной системы (*волновод, двухпроводная линия, коаксиальный кабель, струна* и др.) решение волнового уравнения имеет вид:  $\Phi = A \times \exp[i(\omega t \pm \gamma x)] = A \exp(-\alpha|x|) \times \exp[i(\omega t \pm \beta x)]$ , где  $x$  — координата, вдоль к-рой распространяются падающая ( $-\gamma$ ) или отраженная ( $+\gamma$ ) волны,  $A$  — амплитуда,  $\omega$  — частота волны. Постоянная затухания  $\alpha$  характеризует уменьшение амплитуды волны за счет потерь в системе;  $\beta$  характеризует набег фазы волны на ед. длины линии:  $\beta = 2\pi/\lambda = \omega/v_\Phi$  ( $\lambda$  — длина волны,  $v_\Phi$  — фазовая скорость распространения волны);  $\beta$  наз. *фазовой П. р. в.*

**ПОСТОЯННЫЙ ТОК**. Электрич. поле П. т. удовлетворяет условию:

$$\operatorname{div} \delta = 0, \quad (1)$$

где  $\delta$  — вектор плотности тока. Т. к. линии тока в силу (1) замкнуты, то П. т. существует лишь в замкнутой цепи. Основные законы П. т.: *Ома закон, Кирхгофа правила, Джоуля — Ленца закон.*

Применение П. т.: 1) П. т. низкого напряжения (дес.  $e$ ) и большой величины (сотни и тыс.  $a$ ) применяется для электролиза. 2) Мощная дуга П. т. применяется в электрометаллургии для расплава и электролиза руды (напр., в металлургии Al). 3) П. т. сверхвысокого напряжения ( $\approx 10^6 e$ ) применяется для дальней передачи электрич. энергии большой мощности. На больших расстояниях ( $> 1000$  км) наряду с передачей энергии переменным током технически выгодна передача с помощью П. т. (для расстояний  $\sim 2500$ — $5000$  км экономичнее рентабельна передача П. т. с напряжением от  $\pm 1000$  кВ до  $\pm 2000$  кВ). При больших потоках энергии ( $\sim 10000$  Мвт) П. т. имеет преимущества сравнительно с переменным: уменьшение числа проводов, отсутствие *скин-эффекта*. Для

получения П. т. указанных напряжений переменный ток, возбуждаемый генератором, напряжение к-рого с помощью трансформаторов повышается до требуемого уровня, выпрямляют спец. высоковольтными выпрямителями. В месте потребления П. т. сверхвысокого напряжения преобразуется в переменный (см. *Инвертирование*), напряжение к-рого затем трансформируется к более низкому значению и распределяется потребителям. В СССР вводится в эксплуатацию первая мощная линия электропередачи на П.т. ( $\pm 400$  кВ, Волгоград — Москва). 4) П. т. применяется для электротяги, т. к. тяговые двигатели П. т. (серийные моторы), сравнительно с двигателями переменного тока, обладают лучшими эксплуатационными данными: высокий пусковой момент, возможность рекуперации (при торможении энергия возвращается в питающую сеть) и т. д. П. т. для электротяги получают выпрямлением переменного тока спец. ртутными и полупроводниковыми (кремниевыми) выпрямителями. 5) П. т. применяется и в электроизмерит. технике, т. к. наиболее чувствительные и точные приборы — гальванометры П. т.

Лит.: 1) Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, М.—Л., 1959; 2) Основы электротехники, ч. 1, М., 1953; 3) Сыромятников И. А., К вопросу о передаче энергии на дальние расстояния, «Электричество», 1962, № 11. В. М. Лавров.

**ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ** — движение твердого тела, при к-ром прямая, соединяющая две любые точки тела, перемещается параллельно самой себе. При П. д. все точки тела описывают одинаковые (при наложении совпадающие) траектории и имеют в каждый момент времени одинаковые по численной величине и направлению скорости и ускорения. Поэтому изучение П. д. сводится к задаче кинематики точки (см. *Кинематика*).

**ПОТЕНЦИАЛ** (п о т е н ц и а л ь н а я ф у н к ц и я) — понятие, характеризующее широкий класс физ. силовых полей (электрическое, гравитационное и т. п.) и вообще поля физ. величин, представляемых векторами (поле скоростей в жидкости и т. п.). В электростатич. поле П. вводится как вспомогат. ф-ция, пространств. производные к-рой — компоненты напряженности электр. поля в данной точке; в гидродинамике — компоненты скорости в данной точке, и т. п. При этом П. в ряде случаев имеет и другой важный физ. смысл. Так, в электростатич. поле он равен энергии, необходимой для удаления единичного заряда из данной точки в бесконечность (с обратным знаком).

В общем случае П. векторного поля  $a(x, y, z)$  — скалярная ф-ция  $u(x, y, z)$  такая, что  $a = \text{grad } u$ , т. е.  $a_x = \frac{\partial u}{\partial x}$ ,  $a_y = \frac{\partial u}{\partial y}$ ,  $a_z = \frac{\partial u}{\partial z}$ , где  $a_x, a_y, a_z$  — компоненты поля  $a$  в системе декартовых координат  $oxyz$ . Если такую ф-цию можно ввести, то векторное поле  $a$  наз. потенциальным. Иногда П. наз. ф-цию  $U = -u$  (напр., в электростатике). П. векторного поля  $a$  определяется полем неоднозначно, а с точностью до постоянного слагаемого. Поэтому при изучении потенциального поля представляют интерес лишь разности П. в различных точках поля. Ур-ние  $u(x, y, z) = C$  геометрически представляет поверхность, во всех точках к-рой П. имеет одинаковую величину; такие поверхности наз. поверхностями уровня, или эквипотенциальными поверхностями.

Для поля тяготения, образованного помещенной в точку  $A(a, b, c)$  точечной массой  $m$ , П. (ньютонов П.) имеет в точке  $P(x, y, z)$  вид:

$$u(x, y, z) = \gamma m/r, \quad (1)$$

где  $r = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}$ ,  $\gamma$  — постоянная тяготения. При наложении полей их П.

алгебраически складываются. Если поле тяготения обусловлено нек-рой массой плотности  $\rho(a, b, c)$ , занимающей объем  $T$ , то его можно рассматривать как результат наложения элементарных полей, образованных бесконечно малыми телами массы  $\rho da db dc$ . Ньютонов П. такого поля представляется интегралом

$$u(x, y, z) = \gamma \iiint_T (\rho/r) dt, \quad (2)$$

П.  $u(x, y, z)$  — непрерывная ф-ция во всем пространстве вместе со своими частными производными 1-го порядка; вне тела  $T$  ф-ция  $u(x, y, z)$  удовлетворяет Лапласа уравнению, внутри — Пуассона уравнению.

Если притягивающие массы распределены с плотностью  $\rho$  по поверхности  $\Sigma$  (простой слой), то П. образованного ими поля выражается интегралом

$$v(x, y, z) = \gamma \iint_{\Sigma} (\rho/r) d\sigma; \quad (3)$$

П. простого слоя  $v(x, y, z)$  — непрерывная во всем пространстве ф-ция; при пересечении поверхности  $\Sigma$  нормальная производная ф-ции  $v(x, y, z)$  испытывает разрыв, равный  $4\pi\gamma\rho$ . Неограниченно сближая две поверхности, на к-рых расположены простые слои плотностей  $\rho$  и  $-\rho$ , и увеличивая одновременно  $\rho$  до бесконечности, но так, чтобы был конечным предел  $\lim_{n \rightarrow 0} n\rho = \mu$ , где  $n$  — нормальное расстояние между

поверхностями, приходят к понятию двойного слоя с П.:

$$w(x, y, z) = \gamma \iint_{\Sigma} \mu \frac{d}{dn} \frac{1}{r} d\sigma; \quad (4)$$

П. двойного слоя  $w(x, y, z)$  — непрерывная ф-ция во всем пространстве вне  $\Sigma$ ; при пересечении поверхности  $\Sigma$  ф-ция  $w(x, y, z)$  испытывает разрыв, равный  $4\pi\mu$ . Ф-ции  $v(x, y, z)$  и  $w(x, y, z)$  удовлетворяют ур-нию Лапласа.

Если тело  $T$  — бесконечный цилиндр с поперечным сечением  $D$  и если плотность  $\rho$  вещества цилиндра постоянна вдоль каждой прямой, параллельной образующим цилиндра, то общая ф-ла (2) после интегрирования по продольной координате приводит к понятию л о г а р и ф м и ч е с к о г о П.

$$u(x, y) = \gamma \iint_D \rho \ln(1/r) ds. \quad (5)$$

В виде суммы П. простого и двойного слоев может быть представлена любая гармоническая функция; этим объясняется важность теории П.

Лит.: 1) Гюнтер Н. М., Теория потенциала и ее применение к основным задачам математической физики, М., 1953; 2) Серенский Л. Н., Теория ньютоновского потенциала, М.—Л., 1946. В. И. Битюков.

**ПОТЕНЦИАЛ ВОЗБУЖДЕНИЯ** — разность потенциалов, к-рую должен пройти в ускоряющем электр. поле электрон, чтобы приобрести запас кинетич. энергии, достаточный для возбуждения атома (или молекулы) газа, т. е. для перехода валентного электрона атома (или молекулы) на более высокой энергетич. уровень.

**ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ** — см. *Зажигания потенциал*.

**ПОТЕНЦИАЛ ЗАПАЗДЫВАЮЩИЙ** — см. *Запаздывающие потенциалы*.

**ПОТЕНЦИАЛ ИОНИЗАЦИИ** — см. *Ионизационный потенциал*.

**ПОТЕНЦИАЛ НУЛЕВОГО ЗАРЯДА** (н у л е в а я т о ч к а м е т а л л а) — потенциал электрода, погруженного в электролит, при к-ром заряд его равен нулю, т. е. на электроде отсутствует ионный двойной электр. слой. Величина П. н. з. зависит от природы металла. На поверхности металла может происходить специфич. адсорбция ионов и молекул, создающая свой скачок потенциала, поэтому П. н. з. зависит

также от состава исследуемого раствора. Для жидких металлич. электродов П. н. з. отождествляется с потенциалом электрокапиллярного максимума, т. к. именно при П. н. з. поверхностное натяжение на границе металл — раствор максимально. Разность П. н. з. двух металлов соответствует величине контактной разности потенциалов этих металлов. П. н. з. — электрохимич. константа материала электрода, имеющая существенное значение для кинетики электродных процессов. Величины П. н. з. металлов определены как в водных растворах (табл.), так и в расплавах электролитов [2].

Потенциалы нулевого заряда  $E_H$  некоторых металлов (относительно нормального водородного электрода) в водных растворах при комнатной температуре; специфич. адсорбция отсутствует [1].

Электрод	$E_H$ (в)	Электрод	$E_H$ (в)
Кадмий . . . . .	-0.9	Галлий . . . . .	-0.6
Таллий . . . . .	-0.8	Ртуть . . . . .	-0.2
Свинец . . . . .	-0.7	Платина . . . . .	+0.2
Серебро . . . . .	-0.7	Двуокись свинца . . . . .	+1.8

Лит.: 1) Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952, с. 29; 2) Укшис Р. А., Букун Н. Г., Лейкис Д. И., «ЖФХ», 1962, т. 36, № 11, с. 2322.

Э. С. Севастьянов.

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТИ** — скалярная функция координат и времени, характеризующая векторное поле скоростей безвихревого потока жидкости или газа. Вектор скорости в данной точке потока равен градиенту П. с.:  $v = \text{grad } \Phi$ . Геометрич. изображение П. с. можно получить, приравнявая его величину различным постоянным  $C$ ; получается семейство изопотенциальных поверхностей  $\Phi(x, y, z, t) = C$ , пересекающих линии тока под прямыми углами.

В случае потока несжимаемой жидкости П. с. удовлетворяет ур-нию Лапласа  $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$  и граничным условиям непроницаемости поверхности обтекаемого тела ( $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$  в случае неподвижного тела и  $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = v_n$  для движущегося тела, где  $v_n$  — нормальная составляющая скорости соответствующей точки поверхности этого тела).

Примеры простейших П. с.: а) однородное поле скоростей  $v = v_\infty$ , тогда  $\Phi = v_\infty(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma)$ ;  $\alpha, \beta, \gamma$  — углы  $v$  с осями координат; б) источник в плоскости (с центром в начале координат):  $\Phi = \frac{Q}{2\pi} \ln \sqrt{x^2 + y^2} = \frac{Q}{2\pi} \ln r$ ; в) источник в пространстве:  $\Phi = \frac{Q}{4\pi V \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \frac{Q}{4\pi r}$ ; г) прямолинейный вихрь:  $\Phi = \frac{\Gamma}{2\pi} \arctg \frac{y}{x} = \frac{\Gamma}{2\pi} \theta$  ( $\Gamma$  — постоянная, характеризующая интенсивность вихря). Зная П. с. простейших потоков, можно надлежащим суммированием этих потенциалов находить П. с. более сложных потоков. В случае стационарного безвихревого потока сжимаемой среды ур-ние для П. с. имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{2}{a^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} - \frac{2}{a^2} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} - \frac{2}{a^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} = 0,$$

где  $a$  — скорость распространения звука.

Лит.: 1) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М.—Л., 1957; 2) Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, ч. 1, М.—Л., 1949.

**ПОТЕНЦИАЛА ТЕОРИЯ** — см. Потенциал.

**ПОТЕНЦИАЛОМЕТР** магнитный — см. Магнитный потенциалометр.

**ПОТЕНЦИАЛЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ** — определенные функции независимых макроскопич. параметров, полностью задающих термодинамич. состояние системы. Зная П. т. как  $\Phi$ -цию к.-л. полного набора параметров, можно дифференцированием и интегрированием вычислить не только все остальные параметры, но и любые макроскопич. характеристики системы и происходящих в ней термодинамич. процессов.

Использование П. т. — основа всех расчетов в совр. термодинамике; для каждого полного набора независимых параметров существует свой «естественный» П. т., вычисления с помощью к-рого производятся наиболее просто. Так, выбору в качестве независимых переменных энтропии  $S$ , объема  $V$ , числа частиц  $N$  и обобщенных координат  $x_i$  отвечает П. т., наз. внутр. энергией  $U(S, V, N, x)$ ; выбору темп-ры  $T$  и  $V, N, x$  — свободная энергия  $F(T, V, N, x)$ . П. т. в переменных темп-ры  $T$ , давления  $p$  и  $N, x$  наз. термодинамич. потенциалом Гиббса  $G(T, p, N, x)$ , а в переменных  $S, p, N, x$  — энтальпией  $H(S, p, N, x)$ . Часто используют П. т. в переменных  $T, V, x$  и химич. потенциала  $\mu: \Omega(T, V, \mu, x)$ .

Эти П. т. связаны друг с другом след. соотношениями:

$$\begin{aligned} U &= F + TS & H &= pV \\ F &= U - TS & H &= TS + pV \\ H &= U + pV & F &= TS + pV \\ G &= U - TS + pV & F &= pV & H &= TS \\ \Omega &= U - TS - \mu N & F &= \mu N & H &= TS - \mu N \\ U &= G + TS - pV & \Omega &= TS + \mu N \\ F &= G - pV & \Omega &= \mu N \\ H &= G + TS & \Omega &= TS + \mu N \\ G &= & \Omega &= pV + \mu N \\ \Omega &= G - pV - \mu N \end{aligned}$$

Сам факт существования П. т. является следствием 1-го и 2-го начал термодинамики, утверждающих, что внутр. энергия системы  $U$  зависит только от состояния системы, т. е. от к.-л. полного набора макроскопич. параметров, но не от способа, к-рым это состояние достигнуто. Выбирая, как и выше, параметры  $S, V, N, x$  и пользуясь основным термодинамич. тождеством ( $X_i$  — обобщенные силы):

$$dU = T dS - p dV - \sum X_i dx_i + \mu dN, \quad (1)$$

можно выразить и остальные параметры:

$$\begin{aligned} T &= \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V, N, x}, & p &= - \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_{S, N, x}, & \mu &= \left( \frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S, V, x}, \\ X_i &= - \left( \frac{\partial U}{\partial x_i} \right)_{S, V, N} \end{aligned} \quad (1')$$

Аналогичные соотношения имеют место и для остальных П. т.:

$$dF = -S dT - p dV - \sum X dx + \mu dN, \quad (2)$$

$$dH = T dS + V dp - \sum X dx + \mu dN, \quad (3)$$

$$dG = -S dT + V dp - \sum X dx + \mu dN, \quad (4)$$

$$d\Omega = -S dT - p dV - \sum X dx - N d\mu, \quad (5)$$

$$S = - \frac{\partial F}{\partial T}, \quad p = - \frac{\partial F}{\partial V}, \quad X = - \frac{\partial F}{\partial x}, \quad \mu = \frac{\partial F}{\partial N}, \quad (2')$$

$$T = \frac{\partial H}{\partial S}, \quad V = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad X = - \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \mu = \frac{\partial H}{\partial N}, \quad (3')$$

$$S = - \frac{\partial G}{\partial T}, \quad V = \frac{\partial G}{\partial p}, \quad (4')$$

$$S = - \frac{\partial \Omega}{\partial T}, \quad p = - \frac{\partial \Omega}{\partial V}, \quad N = - \frac{\partial \Omega}{\partial \mu}. \quad (5')$$

Из (1') — (5') и определений П. т. вытекает ряд линейных дифференциальных соотношений (т. н.

Гиббса — Гельмгольца уравнения):

$$\begin{aligned} U &= F - T \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_{V, x, N} = H - p \left( \frac{\partial U}{\partial p} \right)_{S, x, N}, \\ F &= U - S \frac{\partial U}{\partial S} = G - p \left( \frac{\partial G}{\partial p} \right), \\ H &= U - V \frac{\partial U}{\partial V} = G - T \frac{\partial G}{\partial T}, \\ G &= F - V \frac{\partial F}{\partial V} = H - S \frac{\partial H}{\partial S}. \end{aligned} \quad (6)$$

Пользуясь ими, можно, зная к.-л. П. т. как ф-цию «естественного» набора параметров, выразить все остальные П. т. как ф-ции этих же переменных.

Набор формул (1') — (5') показывает, что задание любого из П. т. полностью описывает все свойства термодинамической системы. Например, соотношение  $p = - \left( \frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T, N, x}$  дает уравнение состояния

$p = p(T, V, N, x)$ . Соотношения типа  $X = - \frac{\partial F}{\partial x}$  дают связь между силами, действующими на систему, и изменением ее обобщенных координат. Если, в частности,  $x$  — электрич. индукция  $D$ , а  $X$  — напряженность электрич. поля  $E$ , то последнее соотношение выражает связь  $E$  с возникающей под его действием поляризацией:  $E = E(D)$ .

Вторые производные П. т. по «естественным» переменным дают величины теплоемкости:

$$\begin{aligned} C_V &\equiv \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V, N, x} = - T \left( \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_{V, N, x}; \\ C_p &\equiv \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_{p, N, x} = - T \left( \frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_{p, N, x}; \end{aligned}$$

коэфф. сжимаемости для различных процессов:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial p}{\partial p} \right)_T &= \frac{\partial^2 G}{\partial p^2}, & \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_S &= \frac{\partial^2 H}{\partial p^2}, \\ \left( \frac{\partial p}{\partial V} \right)_T &= - \frac{\partial^2 F}{\partial V^2}, & \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_S &= - \frac{\partial^2 U}{\partial v^2}; \end{aligned}$$

различных термич. коэффициентов, напр.:

$$\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = - \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial T};$$

диэлектрич. постоянной  $\epsilon$  как ф-ции разных переменных:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon(T, V)} &= - 4\pi \frac{\partial^2 F}{\partial D^2}, & \frac{1}{\epsilon(T, P)} &= - 4\pi \frac{\partial^2 G}{\partial D^2}, \\ \frac{1}{\epsilon(S, V)} &= - 4\pi \frac{\partial^2 U}{\partial D^2} \end{aligned}$$

и т. д.

Приращения самих П. т., возникающие в результате к.-л. термодинамич. процессов, описывают различные энергетич. эффекты. Так, изменение внутр. энергии в процессе, при к-ром сохраняется энтропия системы (адиабатич. процесс), равно работе внешних сил  $\delta A = \int p dV - \sum X_i dx_i$ , действующих на систему:  $\delta U_s = \delta A$ ; соответственно работа внешних сил при изотермич. процессе равна изменению свободной энергии системы  $(\delta F)_{T, N}$ . С др. стороны, приращение внутр. энергии при заданных объеме и переменных  $x$  представляет собой поглощаемое системой тепло:  $(\delta U)_V = \delta Q$ . Соответственно изменение энтальпии равно теплу, поглощаемому в течение изображенного процесса ( $p = \text{const}$ ):  $(\delta H)_p = \delta Q$ .

Применение П. т. в различных вычислениях основано на соотношениях, вообще не содержащих самих П. т. и вытекающих из независимости величины 2-й производной от порядка дифференцирования, т. е. соотношениях типа

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T, N, x} &= - \frac{\partial^2 G}{\partial p \partial T} = - \frac{\partial^2 G}{\partial T \partial p} = - \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p, N, x}, \\ \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_{T, N, x} &= - \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial T} = - \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial V} = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{V, N, x}, \\ \left( \frac{\partial X}{\partial T} \right)_{V, N, x} &= - \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial x} = - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial T} = \left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)_{T, V, x}, \end{aligned}$$

и т. д. Определим, напр., изменение темп-ры при адиабатич. расширении  $\left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_S$ :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_S &= \frac{\partial^2 U}{\partial p \partial S} = \left( \frac{\partial v}{\partial S} \right)_p = \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p / \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = \\ &= \frac{T}{C_p} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \end{aligned}$$

Аналогично вычисляется изменение темп-ры при адиабатич. размагничивании  $\left( \frac{\partial T}{\partial B} \right)_S$ :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial T}{\partial B} \right)_S &= \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial B} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial H}{\partial S} \right)_B = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_B / \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_B = \\ &= \frac{T}{4\pi C_B} \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_B = - \frac{TB}{4\pi \mu^2 C_B} \frac{\partial \mu}{\partial T}, \end{aligned}$$

где  $B$  — магнитная индукция,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $\mu$  — магнитная проницаемость,  $C_B$  — теплоемкость при постоянной  $B$ ; изменение объема тела при помещении его в электрич. поле (электрострикция):

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial v}{\partial D} \right)_p &= \frac{\partial^2 G}{\partial D \partial p} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial F}{\partial p} \right)_D = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial \left( \frac{D}{\epsilon} \right)}{\partial p} \right)_D = \\ &= - \frac{D}{4\pi \epsilon^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial p}. \end{aligned}$$

При расчетах полезны также соотношения (6) (у-ния Гиббса — Гельмгольца). С их помощью, напр., легко связать с характеристиками системы изменение внутр. энергии тела при изотермич. расширении:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_T &= \left[ \frac{\partial}{\partial v} (F - T \frac{\partial F}{\partial T}) \right]_T = \left( \frac{\partial F}{\partial v} \right)_T - T \frac{\partial^2 F}{\partial v \partial T} = \\ &= - p + T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v. \end{aligned}$$

С помощью П. т. можно не только определить любые макроскопич. характеристики равновесной системы, но и сформулировать условия ее равновесия (устойчивости). Если рассматривается адиабатически-изолированная система ( $U = \text{const}$ ,  $V = \text{const}$ ,  $x = 0$ ,  $N = \text{const}$ ), то, согласно 2-му началу термодинамики, равновесие системы будет осуществлено при максимальном значении  $S$ :

$$S = \text{max}, \text{ или } \delta S = 0, \delta^2 S < 0. \quad (7)$$

Вариации  $S$  понимаются как виртуальные ее изменения при отклонении т. н. внутр. параметров от равновесных значений, определяемых заданными  $U$ ,  $V$ ,  $x$  и  $N$ . Такими параметрами могут служить, напр., концентрации фаз в многофазной системе, числа молекул в выбранных частях общего объема, параметры  $p$ ,  $\mu$  и  $X$ .

Для изотермически-изохорич. системы ( $T = \text{const}$ ,  $V = \text{const}$ ,  $N = \text{const}$ ,  $x = \text{const}$ ) условия термодинамич. равновесия выводятся из (7) рассмотрением выбранной системы и ее термостата, с к-рым она находится в равновесии, как замкнутой системы. Полученные условия требуют минимума свободной энергии системы  $F(T, V, x, N)$  относительно вариаций внутр. параметров:

$$F = \text{min}, \text{ или } \delta F = 0, \delta^2 F > 0. \quad (8)$$

Аналогично можно получить условие равновесия для изотермически-изобарной системы ( $T = \text{const}$ ,  $p = \text{const}$ ,  $x = \text{const}$ ,  $N = \text{const}$ ):

$$G = \text{min}, \text{ или } \delta G = 0, \delta^2 G > 0. \quad (9)$$

Для системы с переменным числом частиц при  $T = \text{const}$ ,  $V = \text{const}$ ,  $x = \text{const}$ ,  $\mu = \text{const}$

$$\Omega = \text{min}, \text{ или } \delta \Omega = 0, \delta^2 \Omega > 0, \quad (10)$$

и т. д. Соотношения (7) — (10) представляют собой у-ния и неравенства, определяющие конкретный вид условий равновесия. Напр., для однокомпонентной

системы  $N = \text{const}$ ,  $x = 0$  условиями устойчивости являются требования:  $C_V > 0$ ,  $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T < 0$ ; для двухфазной системы:

$$p_1 = p_2, T_1 = T_2, \mu_1(p, T) = \mu_2(p, T).$$

При нестатич. процессах, вследствие возрастания  $S$  в изолированной системе (2-е начало термодинамики):  $\Delta S \geq 0$ , подсистемы (являющиеся частью изолированной системы), в к-рых эти необратимые процессы происходят, поглощают меньше количество тепла по сравнению с квазистатич. переходом в то же конечное состояние:  $\delta Q \leq \delta Q_{\text{квазист}}$ ; поэтому и работа, совершаемая выделенной системой, меньше той, к-рую она могла бы совершить при квазистатич. переходе (т. н. принцип макс. работы). Вследствие этого упомянутые выше равенства, связывающие изменения  $P$ . т. системы с производимой ею в определенных условиях работой и тепловым эффектом, превращаются в неравенства (знак  $\leq$  вместо  $=$ ), например:  $(\delta A)_{TN} \leq -(\delta F)_{TN}$  и т. д.

Для определения термодинамич. ф-ций по экспериментальным данным необходимо знать, напр., для простейшего случая системы  $N = \text{const}$ ,  $x = 0$  две ф-ции, определяющие независимые частные производные потенциалов. Совместное решение этих дифференциальных ур-ний определяет в принципе  $P$ . т. системы с точностью до аддитивных констант. При этом в качестве «граничных» условий необходимо привлечь еще т. н. *третье начало термодинамики*, согласно к-рому в пределе  $T \rightarrow 0$ ,  $S = 0$ ; поэтому  $F = U$ ,  $G = H$  и т. д. Практически проблема решается заданием т. н. термич. ур-ния состояния  $p = \hat{p}(T, V)$ , т. е. ф-ции  $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$ , и зависимости  $C_V = C_V(T, V)$  (калорич. ур-ние состояния), т. е. заданные ф-ции  $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$ .

Теоретич. определение  $P$ . т. представляет собой основную задачу статистич. физики и статистич. термодинамики, в к-рых термодинамич. свойства системы связываются с ее микроскопич. характеристиками.

Лит. см. при ст. *Второе начало термодинамики*, а также: Базаров И. П., *Термодинамика*, М., 1961.

И. Е. Дзюлошинский, И. А. Васильков.

**ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА** — условная темп-ра, к-рую примет воздух, если его адиабатически привести к давлению 1000 мб, принимаемому за стандартное.  $P$ . т. служит для сравнения теплового состояния воздушных слоев, находящихся на различных уровнях.  $P$ . т. вычисляется по формуле:  $\theta = T(1000/p)^{0.2858}$ , где  $T$  — темп-ра в абс. шкале и  $p$  — давление воздуха в мб.

Лит.: Белинский В. А., *Динамическая метеорология*, М.—Л., 1948.

**ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ** — часть энергии механич. системы, зависящая от ее конфигурации, т. е. от взаимного расположения частиц системы и от их положения во внешнем силовом поле. Численно  $P$ . э. системы в данной ее конфигурации равна работе, к-рую произведут действующие на систему силы при перемещении системы из этой конфигурации в конфигурацию, для к-рой  $P$ . э. условно принимается равной нулю (нулевая конфигурация). Из определения следует, что понятие  $P$ . э. имеет место только для *консервативных систем*, т. е. систем, у к-рых работа действующих сил не зависит от времени, скорости или вида траекторий перемещающихся частиц, а зависит лишь от начальной и конечной конфигураций системы.

$P$ . э. — однозначная ф-ция координат  $x_k, y_k, z_k$  точек системы или ее обобщенных координат  $q_i$ . Для механич. системы, находящейся в однородном поле тяжести, если ось  $z$  направлена вертикально вверх,  $P$ . э.  $P = p z_c$ , где  $p$  — вес системы,  $z_c$  — координата

центра тяжести (нулевая конфигурация  $z_c = 0$ ). Для двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$ , притягивающихся по закону всемирного тяготения,  $P = -f m_1 m_2 / r$ , где  $r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$  — расстояние между частицами (нулевая конфигурация  $r = \infty$ ),  $f$  — гравитационная постоянная. Аналогично определяется  $P$ . э. двух точечных зарядов  $e_1$  и  $e_2$ .

С *силовой функцией*  $U(x_k, y_k, z_k)$   $P$ . э. связана соотношением  $P(x_k, y_k, z_k) = -U(x_k, y_k, z_k)$ . Следовательно,  $P$ . э., как и ф-ция  $U$ , определяет данное потенциальное силовое поле. Значение силы в любой точке поля равно градиенту  $P$ . э., взятому со знаком минус; поверхности  $P = \text{const}$  являются поверхностями уровня. Работа сил поля при перемещении системы из конфигурации 1, где  $P$ . э. равна  $P_1$ , в конфигурацию 2, где  $P$ . э. равна  $P_2$ , будет  $A_{12} = P_1 - P_2$ . См. также *Энергия*.  
С. М. Тарг.

**ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА** (в классической и квантовой механике) — ограниченная в пространстве область, в к-рой потенциальная энергия материальной точки (частицы) принимает значения, меньшие, чем вне ее. Пример  $P$ . я. — кулоновское поле ядра, в к-ром движутся атомные электроны. Основное свойство  $P$ . я., известное из классич. механики, — способность удерживать частицу. В подобном связанном состоянии частица все время движется внутри  $P$ . я., т. е. остается в конечной области пространства (финитное движение).

Вопрос о  $P$ . я. имеет большое принципиальное значение, т. к. здесь предсказания квантовой механики существенно расходятся с выводами механики классической. В частности, благодаря волновым свойствам частицы область финитного движения может значительно превосходить размеры  $P$ . я. (это действительно имеет место, напр., для относит. движения протона и нейтрона в дейтроне), а в отдельных случаях, согласно квантовой механике, финитное движение в  $P$ . я. оказывается вообще невозможным. С другой стороны, в классич. механике в тех же или аналогичных случаях может иметь место падение частицы на центр (см. ниже) — одна из причин, по к-рым классич. механика была признана непригодной для описания атомных явлений.

В классич. механике при достаточно малых значениях энергии частицы  $E$  («классически достижимая» область движения  $E > U(r)$ ) в  $P$ . я. ( $U$  — потенциальная энергия частицы в точке  $r$ ) всегда имеет конечные размеры. За ее пределы частица вообще не может проникать, а внутри движение в общем случае носит довольно сложный характер: траектория, вообще говоря, не замкнута и заполняет всю область финитного движения, в к-рой  $E > U$ . Если  $U(r)$  обладает к.-л. симметрией, то возникают новые интегралы движения, и картина может существенно упроститься. Так, напр., в центрально-симметричном поле  $U(r)$  частица движется все время в одной плоскости. При этом условии  $E > U$  заменяется на более сильное  $E > U + M^2/2m^2$ , где  $M = [r \cdot p]$  — момент количества движения,  $r$  — радиус-вектор частицы,  $p$  — ее импульс,  $m$  — масса. Поэтому незамкнутая траектория финитного движения в центрально-симметричной  $P$ . я. заполняет, вообще говоря, кольцо, ограниченное двумя окружностями. Только для полей вида  $U = -a/r$  и  $U = kr^2/2$  (где  $a$  и  $k$  — нек-рые постоянные) все траектории финитных движений — замкнутые, причем в обоих случаях они имеют форму эллипса. Если  $U(r)$  — монотонно растущая ф-ция расстояния  $r$ , то при  $M = 0$  радиус внутр. окружности обращается в нуль и траектория, как уже говорилось, может пройти через точку  $r = 0$  («падение» частицы в центр), где  $U$  имеет наименьшее возможное значение  $U(0)$ . В состоянии  $E = U(0)$  частица покоится в начале координат. Если же  $M \neq 0$ , то

для осуществления «падения» в центр необходимо, чтобы  $\bar{U}(r)$  имела особенность при  $r = 0$ : она должна обращаться в  $-\infty$  быстрее, чем  $r^{-2}$ , или, если при  $r \rightarrow 0$   $U \rightarrow -\beta r^{-2}$ , то должно быть

$$\beta > M^2/2m. \quad (1)$$

Особенно просты закономерности финитного движения в П. я. в одномерном случае. Частица совершает периодическое колебат. движение между двумя «точками возврата», положение к-рых определяется ур-нием  $U(x) = E$ .

В квантовой механике вопрос о существовании связанного состояния частицы чаще всего рассматривают на модели сферически симметричной прямоугольной П. я., т. е. такой ямы, для к-рой  $U(r) = -U_0$  при  $r < a$ ;  $U(r) = 0$  при  $r > a$ . Оказывается, что если

$$U_0 a^2 < \pi^2 \hbar^2 / 8m \quad (2)$$

( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ), то частица не может быть удержана в П. я. При увеличении «глубины» П. я.  $U_0$  или ее «ширины»  $a$ , когда неравенство (2) меняет знак, возникает квантовое состояние финитного движения с энергией связи  $-E = \epsilon$  и орбитальным квантовым числом  $l = 0$ . В области  $\epsilon \ll U_0$  оно является единственным возможным состоянием финитного движения частицы, а его энергия связи определяется ф-лой

$$\epsilon = \frac{\pi^2}{16U_0} \left( U_0 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} \right)^2. \quad (3)$$

Характерно, что частица движется в основном во внешней по отношению к П. я. области  $r > a$ , где ее волновая ф-ция имеет вид:

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{\kappa}{2\pi}} \frac{e^{-\kappa r}}{r} \quad (4)$$

( $\kappa = \sqrt{2m\epsilon/\hbar}$ ), но вероятность пребывания на расстояниях  $r \gg 1/\kappa \gg a$  экспоненциально мала. При дальнейшем углублении или расширении прямоугольной П. я.  $\epsilon$  становится сравнимым с  $U_0$ , область движения частицы сокращается до  $r \sim a$ , и появляются другие дискретные энергетич. уровни (в т. ч. и с  $l \neq 0$ ), соответствующие финитному движению. Хотя количественно ф-лы (2) и (3) справедливы только для прямоугольной П. я., качественно изложенные выше соображения применимы и к любой другой центрально-симметричной П. я.  $U(r)$ , к-рая на малых расстояниях имеет глубину  $-U(r) \approx U_0$ , а при больших  $r$  спадает достаточно быстро, чтобы можно было ввести эффективный радиус ямы порядка  $a$ . В частности, при условии

$$U_0 a^2 \ll \hbar^2 / m \quad (5)$$

дискретных энергетич. уровней не существует, а в противоположном предельном случае

$$U_0 a^2 \gg \hbar^2 / m \quad (6)$$

в П. я. имеется много уровней. В области  $r \gg a$  ф-ла (4) остается справедливой для любого достаточно «мелкого» уровня ( $\kappa a \ll 1$ ) с  $l = 0$ .

Если на больших расстояниях  $U(r)$ , оставаясь отрицательной, стремится к нулю медленнее, чем  $r^{-2}$ , или в промежуточном случае  $U \rightarrow -\beta r^{-2}$  при условии  $r \rightarrow \infty$  выполнения неравенства (1) [причем  $M = \hbar(l + 1/2)$ ], то граница сплошного спектра  $E = 0$  является точкой сгущения дискретных энергетич. уровней (в подобных случаях нельзя вводить эффективный радиус П. я.  $a$  и качественно пользоваться результатами, полученными для прямоугольной П. я.). При этом в любом конечном энергетич. интервале  $0 < \epsilon < \epsilon_0$  при сколь угодно малых  $\epsilon_0$  существует бесчисленное множество дискретных квантовых состояний, отвечающих финитному движению в сколь угодно большой, но конечной области пространства линейных разме-

ров  $\sim r_0$ . Это явление возникает вследствие соотношения неопределенностей для координаты и импульса частицы, благодаря к-рому при  $r_0 \rightarrow \infty$  среднее значение кинетич. энергии  $\bar{T}$ , пропорциональное  $\hbar^2/mr_0^2$ , стремится к нулю быстрее, чем среднее значение потенциальной энергии  $\bar{U}$ , и полная энергия  $E = \bar{T} + \bar{U} = -\epsilon$  всегда может быть сделана отрицательной и сколь угодно малой по абс. величине.

Соотношение неопределенностей для координаты и импульса имеет также большое значение для вопроса о возможности «падения» частицы в центр П. я., т. к. при локализации частицы в малой области пространства размеров  $\sim r_0$  имеем  $\bar{T} \sim \hbar^2/mr_0^2$  (импульс  $p \sim \hbar/r_0$ ), т. е. среднее значение кинетич. энергии быстро возрастает при  $r_0 \rightarrow 0$ . Поэтому в квантовой механике при достаточно малых  $r_0$  обычно не удается сделать полную энергию  $E$  отрицательной, и «падение» оказывается невозможным. Подобное положение, как правило, остается в силе даже тогда, когда параметр  $U_0$ , играющий роль эффективной глубины П. я., стремится к бесконечности. Напр., в бесконечно глубокой прямоугольной П. я. энергия уровней с  $l = 0$ , отсчитываемая от «дна» П. я., определяется ф-лой

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (7)$$

Т. о., в любом квантовом состоянии величина  $E - U(0) = E_n$  остается конечной, а волновая ф-ция

$$\psi_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \frac{\sin(k_n r)}{r} \quad (8)$$

( $k_n = \sqrt{2mE_n/\hbar}$ ) отвечает движению частицы, происходящему во всей области  $0 < r < a$ . «Падение» становится возможным лишь при условии, что в начале координат  $U \rightarrow -\infty$  быстрее, чем  $r^{-2}$ , а в промежуточном случае  $U(r) \rightarrow -\beta r^{-2}$  требуется соблю-

дение неравенства (1), в к-ром  $M = \hbar(l + 1/2)$  (в случаях, допускающих «падение», нельзя вводить эффективную глубину П. я.  $\sim U_0$  и качественно пользоваться результатами, полученными для прямоугольной П. я.). Тогда для любого сколь угодно большого  $\epsilon_0$  в области значений  $\epsilon > \epsilon_0$  существует бесчисленное множество уровней энергии, соответствующих финитному движению в сколь угодно малой области пространства вблизи  $r = 0$ .

В одномерной П. я. даже при условии (5) остается один дискретный уровень, энергия связи к-рого

$$\epsilon = \frac{m}{2\hbar^2} \left( \int_{-\infty}^{\infty} U(x) dx \right)^2, \quad (9)$$

т. е. зависит от глубины П. я. квадратично. Еще более «мелким» является последний уровень в двухмерной П. я.: при  $U_0 \rightarrow 0$  его энергия связи стремится к нулю экспоненциально; однако и в этом случае при любом конечном значении  $U_0$  состояние финитного движения существует. Вообще при низком числе измерений пространства (1 или 2) для того, чтобы «вытеснить» последний уровень из П. я., необходимо нарушить симметрию П. я. так, чтобы значение потенциальной энергии на бесконечности зависело от направления, по к-рому осуществляется стремление к бесконечно удаленной точке. Так, напр., в одномерной асимметричной прямоугольной П. я., в к-рой  $U = 0$  внутри интервала  $\Delta x = a$ , а по разные стороны от него равна  $U_1$  и  $U_2$ , причем  $U_1 < U_2$  при условии

$$\frac{\sqrt{2mU_1}}{\hbar} a < \frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{\frac{U_1}{U_2}}, \quad (10)$$

дискретный спектр отсутствует.

В релятивистской квантовой механике, по мере увеличения глубины П. я.  $U_0$ , энергия связи любого дискретного уровня  $\epsilon$  также увеличивается до тех



пор, пока при  $\varepsilon = 2mc^2$  ( $c$  — скорость света) он не сольется со сплошным спектром отрицат. значений энергии частицы, существующим и в отсутствие П. я. [4]. Это обстоятельство отражает противоречивость релятивистской квантовой механики одной отдельно взятой частицы и ограниченность применимости понятия наперед заданного внешнего поля в релятивистской области.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, М., 1958 (Теор. физика, т. 1); 2) Леонтович М. А., Статистическая физика, М.—Л., 1944; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 4) Ахисезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959. В. Г. Носов.

**ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ПОЛЕ** — см. *Поля теории, Потенциал.*

**ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ** (в квантовой механике) — рассеяние частиц, в процессе которого не возникает промежуточной стадии, характеризующейся наличием связанной системы рассеивающей частицы (компаунд-система) с последующим ее распадом. Характерная черта П. р. — плавная, часто монотонная, зависимость его сечения от энергии частиц, что объясняется отсутствием резонансных явлений, связанных с образованием компаунд-системы. В этом смысле П. р. противопоставляется т. н. *резонансному рассеянию*. Особенно просты закономерности П. р. очень медленных частиц, когда  $\lambda \gg r_0$ , где  $r_0$  — эффективный радиус сил взаимодействия между рассеивающей системой и частицей,  $\lambda = h/mv$  — де-Бройлевская длина волны, соответствующая их относит. движению,  $m$  — приведенная масса,  $v$  — относит. скорость. В этом случае сечение П. р. не зависит ни от энергии частиц, ни от угла рассеяния (следовательно, угловая зависимость описывается  $S$ -волной) и выражается через постоянную амплитуду рассеяния  $a$  согласно ф-ле

$$\sigma = 4\pi a^2. \quad (1)$$

Таковы, напр., свойства потенциального  $S$ -рассеяния нейтронов атомными ядрами, что позволяет дать простое квантовомеханич. описание процессов упругого и неупругого взаимодействия медленных нейтронов с молекулами и кристаллами. Именно, энергия взаимодействия нейтрона с каждым из ядер в отдельности записывается в виде «псевдопотенциала»

$$U = -(2\pi\hbar^2 m) a\delta(r - R), \quad (2)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $\delta(r)$  — трехмерная  $\delta$ -функция Дирака,  $r$  — радиус-вектор нейтрона,  $R$  — радиус-вектор ядра. Полная потенциальная энергия дается суммой членов вида (2) по всем ядрам молекулы (кристалла); этим выражением можно пользоваться при условии  $l \gg a$  ( $l \sim 10^{-8}$  см — порядок величин расстояния между ядрами; это условие фактически всегда выполняется, т. к.  $a \sim 10^{-12}$  см — величина порядка размеров ядра) и только в 1-м приближении теории возмущений по  $U$ ; применимость же теории возмущений к истинному взаимодействию между нейтроном и ядром в данном случае не требуется.

В простейшем случае рассеяние частиц может вызываться заданным полем потенциальных сил. Это, однако, не означает, что в подобных условиях возможно только П. р. Так, напр., если прямоугольная потенциальная яма радиуса  $r_0$  достаточно глубока, чтобы выполнялось неравенство  $\kappa r_0 \gg 1$  ( $\kappa$  — волновое число рассеиваемой частицы внутри потенциальной ямы), то, как правило, в области  $\lambda \gg r_0$  справедлива ф-ла (1) ( $a = -r_0$ ), т. е. имеет место П. р. Если, однако, для медленных частиц величина  $\kappa r_0$  оказывается очень близкой к нечетному кратному от  $\pi/2$ , то ф-ла (1) перестает быть справедливой и возникают резонансные явления. Более того, потенциальной яме можно придать такую сложную форму,

чтобы в ней существовало квазистационарное связанное состояние частицы, медленно распадающееся за счет прохождения через потенциальный барьер. Тогда при рассеянии частиц, энергия к-рых близка к энергии квазистационарного состояния, возникнут ярко выраженные резонансные явления.

В узком смысле слова под П. р. понимаем рассеяние на «непроницаемой сфере» радиуса  $r_0$  [ $U(r) = +\infty$  при  $r < r_0$ ;  $U(r) = 0$  при  $r > r_0$ ]; в этом случае в области  $\lambda \gg r_0$  имеет место ф-ла (1), причем  $a = -r_0$ . Разумеется, никаких резонансных явлений в подобном поле возникнуть не может.

П. р. и резонансное рассеяние могут иметь место одновременно и приводить к одинаковому конечным внутр. состояниям сталкивающихся частиц. Поэтому между ними возможна интерференция, что и наблюдается в ряде случаев, напр. при рассеянии нейтронов ядрами. Следует вообще иметь в виду, что, в известном смысле, различие между П. р. и резонансным рассеянием несколько условно. Напр., в зависимости сечения упругого рассеяния медленных нейтронов ядрами от энергии проявляются узкие резонансные пики, соответствующие образованию составного ядра (компаунд-ядра); однако в ряде случаев «потенциальное рассеяние», на фоне к-рого выделяются эти резонансы, при больших изменениях энергии само обнаруживает «гигантские резонансы». Последние по своему характеру близки к резонансным явлениям, происходящим при рассеянии частиц на прямоугольной потенциальной яме (см. выше).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 2) Ферми Э., Ядерная физика, пер. с англ., М., 1951; 3) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; 4) Мотт Н., Мессис Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., М., 1951. В. Г. Носов.

**ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ** — безвихревое движение жидкости, при к-ром каждый малый объем деформируется и перемещается поступательно, но не имеет вращения (вихря). При П. т. проекции скорости частицы жидкости на оси координат представляются в виде частных производных

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

от ф-ции  $\varphi$  координат и времени, наз. *потенциалом скорости* течения. Движение реальных жидкостей и газов будет потенциальным в тех областях, в к-рых действие сил вязкости ничтожно мало по сравнению с действием сил давления (жидкость считается идеальной) и в к-рых нет завихрений, образовавшихся за счет срыва со стенок *пограничного слоя* или за счет неравномерного нагревания. Движение идеальной жидкости, возникшее из состояния покоя, будет потенциальным; будучи потенциальным в к.-л. момент времени, оно будет потенциальным и в последующее время, если давление зависит только от плотности, и массовые силы являются консервативными (см. *Консервативная система*). Движение идеальной несжимаемой (плотность  $\rho = \text{const}$ ) жидкости, вызванное мгновенным приложением импульсных давлений (внезапное движение погруженного тела, удар тела о поверхность жидкости), будет также потенциальным.

Для П. т. дифференциальные ур-ния движения идеальной жидкости приводятся к интегралу Лагранжа — Коши:

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \Pi + \int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = f(t), \quad (1)$$

где  $\Pi$  — потенциальная энергия поля массовых сил, приходящаяся на единицу массы, а  $f(t)$  — произвольная ф-ция от времени.

Для установившегося движения соотношение (1) примет вид:

$$\Pi + \int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} v^2 = C, \quad (2)$$

где  $C$  — постоянная для всей области П. т. сжимаемой жидкости. Т. о., для изучения П. т. достаточно определить потенциал скоростей с помощью *неразрывности уравнения*, соотношения (2) и ур-ния физич. состояния. Для несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности имеет вид:  $\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$ , и поэтому изучение П. т. сводится к решению ур-ния Лапласа  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$  с учетом граничных условий на твердых стенках и на свободной поверхности (условий безотрывности обтекания твердых стенок и условия постоянства давления на свободной поверхности). Для плоско-параллельного П. т. несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности позволяет ввести ф-цию тока  $\psi$   $v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ ,  $v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ , к-рая в комбинации с потенциалом скоростей  $\varphi$  составляет комплексный потенциал  $W = \varphi + i\psi$ , представляющий ф-цию от комплексного переменного  $z = x + iy$ . С помощью комплексного потенциала скоростей изучается безотрывное обтекание плоского контура, струйное обтекание стенок и волновое движение. Безотрывное П. т. вокруг плоского контура может быть бесциркуляционным или циркуляционным. В первом случае результирующее воздействие жидкости на плоский контур равно нулю (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*); во втором случае результирующее воздействие потока жидкости на контур сводится к подъемной силе. В случае струйного П. т. вокруг плоского контура результирующее воздействие потока сводится к силе сопротивления, пропорциональной квадрату скорости.

П. т. имеет место также при распространении звука в среде; при этом малый избыток давления над давлением в состоянии равновесия среды связан с потенциалом скоростей соотношением  $p_1 = -\rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ , а из ур-ния неразрывности получается волновое ур-ние  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right)$ , где  $c$  — скорость распространения звука:  $c^2 = \left( \frac{dp}{d\rho} \right)_0$ . Для П. т. газа при адиабатич. законе дифференциальное ур-ние для потенциала скоростей становится нелинейным, но с помощью преобразования С. А. Чаплыгина оно приводится к линейному ур-нию, разрешаемому в ряде случаев. Лит.: 1) Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 5 изд., М., 1955; 2) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957.

**ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ** — силы, работа к-рых зависит только от начального и конечного положения точек приложения и не зависит ни от вида траектории, ни от закона движения этой точки (см. *Силовое поле*).

**ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР** (в классической и квантовой механике) — ограниченная область пространства, в к-рой потенциальная энергия материальной точки (частицы) принимает значения, большие, чем ее полная энергия. В классич. механике для П. б. характерно, что частица не может проникнуть в область П. б. без совершения над ней внешним источником нек-рой работы против сил потенциального поля. Наоборот, в квантовой механике возникает характерное явление проникновения («просачивания») частицы через П. б. даже тогда, когда никакой доп. энергии частица не получает (*туннельный эффект*). Это явление играет огромную роль в молекулярной, атомной и ядерной физике ( $\alpha$ -распад ядер, преддиссоциация молекул, холодная эмиссия электронов из металлов под действием электрич. поля и мн. др.).

В классич. статистич. физике источником энергии для преодоления П. б. часто является тепловой обмен

энергией между частицами (подобно тому, как это имеет место, напр., при термоионной эмиссии). Если на «вершине» П. б.,  $E = U_{\text{макс}}$ , полная энергия рассматриваемой частицы  $E$  составляет лишь незначит. часть полной энергии всей замкнутой системы, находящейся в состоянии теплового равновесия, то вероятность прохождения через П. б. пропорциональна бoльцмановскому фактору  $\exp \{ - (U_{\text{макс}} - \bar{E}) / kT \}$  ( $\bar{E}$  — средняя энергия частицы;  $T$  — абс. темп-ра;  $k$  — постоянная Больцмана) [2].

В квантовой механике прохождение через П. б. может иметь место даже в чисто консервативной системе, не находящейся в термостате и не обменивающейся энергией с к.-л. другими объектами. В «классически недостижимой» области  $U > E$  волновая ф-ция частицы отлична от нуля (хотя и экспоненциально спадает при углублении в область П. б.). Если размеры этой области конечны, то частица может просочиться через нее. В одномерном случае, когда «классически недостижимая» (т. е. подбарьерная) область ограничена двумя точками возврата  $x_1$  и  $x_2$ , положение к-рых определяется ур-нием  $U(x) = E$ , вероятность прохождения через П. б. (коэфф. прохождения)

$$D = \exp \left\{ -2 \int_{x_1}^{x_2} k(x) dx \right\}; \quad (1)$$

здесь  $k = \sqrt{2m [E - U(x)]} / h$  — волновое число частицы;  $m$  — ее масса;  $h$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ . Выражение (1) справедливо при условии, что в пределах расстояния от любой точки возврата  $x_{1,2}$ , на к-ром укладывается одна длина волны частицы, в разложении потенциальной энергии  $U$  по степеням разности  $x - x_{1,2}$  можно ограничиться линейным приближением; вдали от точек возврата всюду применимо квазиклассич. приближение квантовой механики. Фактически, при соблюдении этих условий, коэфф. прохождения оказывается экспоненциально малым (в классич. механике он равен нулю).

Для рассматриваемого типа П. б. волновые свойства частицы могут оказаться существенными и в «надбарьерной» области значений энергии  $E > U_{\text{макс}}$ . В классич. механике в этой области мы имели бы свободное прохождение частиц над барьером в направлении их падения, — коэфф. отражения  $R = 1 - D$  обратился бы в нуль. В квантовой механике коэфф. отражения остается конечным при любых значениях  $E$ , хотя, вообще говоря, в надбарьерной области он экспоненциально мал.

П. б. может также отделять область финитного движения частицы от области ее инфинитного движения. При достаточно малой проницаемости барьера  $D$  могут существовать квазистационарные состояния финитного движения частицы, медленно распадающиеся за счет туннельного эффекта. Именно такого рода П. б. приходится, напр., преодолевать электрону в атоме, находящемуся в не слишком сильном внешнем электрич. поле. В подобных случаях отнесенная к единице времени вероятность покинуть область финитного движения дается ф-лой  $\dot{W} = \omega D / 2\pi$ , где  $\omega$  — характерная частота финитного движения. Для реальных систем механизм выхода из области финитного движения может быть различным в разных условиях. Напр., у тяжелых атомных ядер в основном состоянии (т. е. при абс. нуле темп-ры) явление их спонтанного (самопроизвольного) деления — процесс подбарьерный, т. е. представляет собой квантовомеханич. туннельный эффект. Напротив, деление, вызываемое захватом медленных нейтронов (вынужденное деление), — надбарьерный процесс, хотя темп-ра образующегося при этом составного ядра все еще мала по сравнению с высотой соответствующего П. б.

Здесь имеет место чисто классич. механизм теплового прохождения через П. б., осуществляемого за счет обмена энергией между различными степенями свободы находящегося в тепловом равновесии составного ядра.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, М., 1958 (Теор. физика, т. 1); 2) Леонтович М. А., Статистическая физика, М.—Л., 1944; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 4) Miller S., Good R., «Phys. Rev.», 1953, v. 91, № 1, p. 174. В. Г. Носов.

**ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОТОК** — см. *Потенциальное течение.*

**ПОТЕНЦИОМЕТР АВТОМАТИЧЕСКИЙ** (компенсатор автоматический) — прибор для автоматич. измерения эдс компенсационным методом измерения. П. а. может быть показывающим, регистрирующим, регулирующим и сигнализирующим; как однокочным, так и многокочным. Регистрация осуществляется в прямоугольных или в полярных координатах. П. а. выпускаются двух классов точности: 0,5 и 1 (ГОСТ 7164—58).

Наиболее распространены электронные П. а. для измерения эдс постоянного тока (принципиальную схему см. на рис.), они применяются гл. обр. при измерениях темп-ры в промышленных условиях (в комплекте с термопарами). Термоэде  $E_t$  термопары компенсируется образцовым напряжением  $U_{AB}$ , снимаемым с диагонали  $AB$  мостовой схемы. Разность  $E_t - U_{AB}$  подается через усилитель на реверсивный электродвигатель  $D$ ; щетка  $A$  реохорда, механически связанная с валом двигателя, устанавливается под воздействием этой разности в положении, при к-ром  $U_{AB} = E_t$ .

Одновременно в соответствующее положение перемещается указатель  $У$ , также связанный с валом двигателя (с ним связаны также, если они имеются, регистрирующие, регулирующие или сигнализирующие устройства). Для автоматич. компенсации влияния изменения темп-ры холодного спая термопары одно из сопротивлений мостовой схемы ( $R_M$  — обычно из меди) помещается вблизи холодного спая, так что темп-ры их одинаковы. Сопротивление  $R_M$  подбирается таким, что вызванное колебаниями его темп-ры изменение напряжения на диагонали  $AB$  прибл. равно изменению термоэде термопары, обусловленному теми же колебаниями темп-ры ее холодного спая. Это позволяет практически исключить влияние изменений темп-ры холодного спая термопары на показания П. а.

Для правильной работы П. а. необходимо, чтобы через плечи мостовой схемы протекал ток, имеющий определенное значение с высокой степенью точности. Ток устанавливается по нормальному элементу с помощью особой схемы (см. *Потенциометры*). П. а. выпускаются, как правило, с примерно одинаковыми пределами измерения (обычно не менее 5 мВ); в их схемах предусмотрена компенсация изменений темп-ры холодного спая термопары. Разработаны П. а. и с пределами измерения 100 и 50 мкВ.

П. а. для измерения термоэде термопар могут применяться для измерения эдс постоянного тока любых др. датчиков. Когда внутр. сопротивление датчика больше 100 Ом, возможно увеличение погрешности измерений. Показания П. а. как прибора, основанного на компенсационном методе измерения, в идеальном случае не должны зависеть от внутр. сопротивления  $R_g$  источника измеряемой эдс  $E_x$ . Но практически, вследствие того, что порог чувствительности П. а. не равен нулю, показания П. зависят от  $R_g$ .

В реальных условиях показания П. а. соответствуют напряжению, равному:  $U_{\text{пок}} = E_x - U_{\text{пор}} \left( 1 + \frac{R_g}{R_y} + \frac{R_g}{R_y} \right)$ , где  $R_y$  и  $U_{\text{пор}}$  — входное сопротивление и порог чувствительности усилителя П. а.,  $R_g$  — входное сопротивление измерит. схемы П. а.

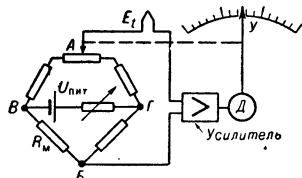
Существуют П. а. для измерения вектора эдс переменного тока. Они бывают двух типов: 1) прямоугольно-координатные П. а., в к-рых по отдельности компенсируются две взаимно-перпендикулярные составляющие вектора измеряемой эдс, и 2) полярно-координатные, в к-рых вектор измеряемой эдс компенсируется по модулю и по фазе. К П. а. относятся также цифровые потенциометры (вольтметры) (см. *Цифровые электроизмерительные приборы*).

Лит.: 1) Туричин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959, с. 404—406; 2) Преображенский В. П., Теплотехнические измерения и приборы, 2 изд., М.—Л., 1953; 3) ГОСТ 7164—58. Потенциометры и уравновешенные мосты автоматические электронные; 4) Куликовский Л. Ф., Мелик-Шахназаров А. М., Компенсаторы переменного тока, М.—Л., 1960. М. А. Земельман.

**ПОТЕНЦИОМЕТРИЯ** — метод определения концентрации электролита, основанный на измерении электрохимич. потенциала индикаторного электрода, погруженного в исследуемый раствор.

Концентрация (активность) исследуемого иона может быть непосредственно рассчитана из величины потенциала по *Нернста уравнению*. Потенциал индикаторного электрода, зависящий от концентрации исследуемого иона, определяется по отношению к неполяризуемому электроду сравнения. Основное применение — определение рН растворов со *стеклянным электродом*, *водородным электродом*, *сурьмяным*, *хингидронным* и др. индикаторными электродами.

При потенциометрическом титровании к исследуемому раствору постепенно добавляют раствор, содержащий вещество, вступающее с определяемым в хим. реакцию — осаждения, комплексобразования, окислительно-восстановительную и т. п. В результате реакции концентрация определяемого вещества уменьшается, что приводит к изменению потенциала индикаторного электрода. Конечную точку титрования определяют по перегибу кривой  $E - v$  (рис. 1). Титруются обратимые системы. Ряд преимуществ (более резкие точки перегиба, возможность определения в необратимых системах, более простая электродная система) имеет титрование при пропускании тока постоянной величины, когда происходит электролиз раствора. В обоих случаях минимальная определяемая концентрация  $10^{-5} N$ .



Принципиальное устройство автоматич. потенциометра.

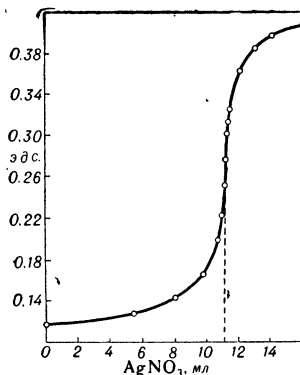


Рис. 1. Кривая потенциометрич. титрования (потенциал — обьем) 0,1 N NaCl раствором 0,1 N AgNO<sub>3</sub>

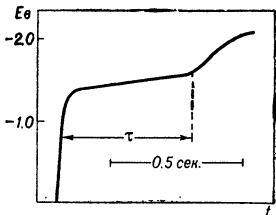


Рис. 2. Кривая зависимости изменения потенциала поляризуемого электрода от времени для системы  $1,39 \cdot 10^{-2} M HCl$  в расплаве  $KCl - LiCl$  при  $450^\circ C$  и плотности тока  $2,037 \cdot 10^{-2} A/cm^2$ ;  $\tau$  — переходное время.

В хронопотенциометрии через непременяемый раствор пропускается ток постоянной величины и в условиях нестационарной диффузии снимается кривая  $E - t$  (рис. 2). Концентрация  $C$  определяется по времени  $\tau$  установления стационарного потенциала поляризуемого электрода во время электролиза (т. н. переходное время)  $\tau^{1/2} \sim D^{1/2}C$  ( $D$  — коэфф. диффузии). Время снятия кривых от мсек до неск. сек. Чувствительность до  $10^{-6} N$  и может быть увеличена на 1—2 порядка при предварит. концентрировании вещества на электроде. Кривые  $E - t$  применяются также для изучения электродных процессов и измерения коэфф. диффузии.

Термином «П.» иногда наз. методы измерения электродных потенциалов потенциометрами, катодными вольтметрами и др.

Лит.: 1) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951; 2) Делакс П., Новые приборы и методы в электрохимии, пер. с англ., М., 1957; 3) Виноградова Е. Н., Методы определения концентрации иодородных ионов, 2 изд., М., 1956. О. Л. Кабанова.

**ПОТЕНЦИОМЕТРЫ** (компенсаторы) — приборы сравнения, служащие для измерения компенсационным методом эдс, напряжений (реже токов) или величин, функционально с ними связанных. В этих приборах в процессе измерения производится сравнение измеряемой величины или ее части с электр. мерой, напр. с эдс нормального элемента (см. Нормальные элементы). Различают П. постоянного и переменного тока.

В рабочей цепи П. постоянного тока (рис. 1), состоящей из калиброванного сопротивления  $R$ , источника вспомогат. напряжения  $E_{всп}$  и регулировочного сопротивления  $r_{рег}$ , устанавливают рабочий ток  $I_p$ . Поставив переключатель  $\Pi$  в положение 1, т. е. включив в цепь П. нормальный элемент

$E_N$ , перемещают движок  $b$ , пока гальванометр  $G$  не покажет нуль, т. е. пока эдс  $E_N$  не будет уравновешена падением напряжения на сопротивлении  $R$ . Тогда  $E_N = I_p r_N$ , где  $r_N$  — сопротивление между точкой  $a$  и движком  $b$ . Затем ставят переключатель  $\Pi$  в положение 2 и также уравновешивают измеряемое напряжение  $U_x = I_p r_{ab}$ . Из полученных

выражений, при условии, что  $I_p$  остается строго постоянным, имеем  $U_x = E_N r_{ab} / r_N$ . Величина эдс нормального элемента  $E_N$  известна с большой точностью (при 20°C  $E_{Ncp} = 1,0186$  в); сопротивления  $r_N$  и  $r_{ab}$  отсчитываются также с большой точностью, поэтому при достаточной чувствительности гальванометра точность измерения на П. постоянного тока достигает 0,01—0,02%, а в спец. случаях и выше. Кроме того, поскольку в момент компенсации ток в цепи гальванометра равен нулю, измерение производится без отбора мощности от объекта измерения. Указанные свойства наиболее характерны для П. постоянного тока. Практически, для удобства измерений, рабочий ток  $I_p$  устанавливают равным к.-л. целому числу, напр. 1 ма или 0,1 ма, а сопротивление  $R$  градуируют непосредственно в в. Это позволяет сразу отсчитывать действит. значение  $U_x$ . Для обеспечения надлежащей точности отсчета (обычно 5 значащих цифр)  $R$  делают в виде совокупности неск. многоступенчатых магазинов сопротивлений, соединенных по специальной, присущей данному П., схеме. Распространение получили схемы с замещающими декадами, с шунтирую-

щими декадами, схемы с суперпозицией токов и др. [1].

Выпускаемые промышленностью П. делятся на две основные группы: 1) большого сопротивления (высокомные) и 2) малого сопротивления (низкокомные). Первые имеют сопротивление рабочей цепи  $\sim 10\,000 - 40\,000$  ом, рабочий ток  $10^{-4} - 10^{-3}$  а, пределы измерения до 1—2 в и широко применяются для поверки приборов высоких классов точности и при различных точных лабораторных исследованиях. Вторые имеют сопротивление рабочей цепи от десятков ом до 2000 ом и применяются для измерения малых эдс (примерно до 100 мв). Для расширения пределов измерения (обычно до 600 в) П. снабжаются делителями напряжения.

Технич. требования к П. постоянного тока нормированы ГОСТ 9245—59, согласно к-рому П. должны соответствовать классам точности: 0,005; 0,01; 0,015; 0,02; 0,03; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5.

В П. переменного тока (рис. 2, а и б) уравновешивание  $U_x$  происходит по величине и по фазе, причем компенсирующее напряжение должно быть той же частоты, что и  $U_x$ , а также иметь примерно одинаковую с ним форму кривой. В качестве

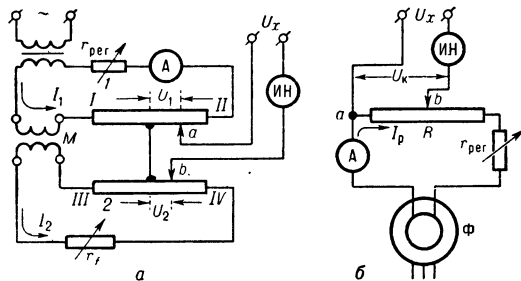


Рис. 2.

нулевых приборов на низких частотах применяют вибрационные гальванометры, на повышенных частотах — электронные указатели равновесия [индикаторы нуля ИИН (рис. 2), напр. У2—2А (ИНО—3М), Ф 510 и др.].

В зависимости от способа регулировки амплитуды и фазы компенсирующего напряжения различают два типа П.: прямоугульно-координатные (рис. 2, а) и полярно-координатные (рис. 2, б). П. 1-го типа имеют две рабочие цепи 1 и 2 с токами  $I_1$  и  $I_2$ , сдвинутыми по фазе на 90° с помощью катушки взаимной индуктивности  $M$ . При измерении  $U_x$  его уравновешивают известными напряжениями  $U_1$  и  $U_2$  (между средней точкой и движками  $a$  и  $b$ ), образованными токами  $I_1$  и  $I_2$  на сопротивлениях  $I-II$  и  $III-IV$  и также сдвинутыми по фазе на 90°. Т. о., можно получить компенсацию в любом из четырех квадрантов координатной плоскости, а измеренное напряжение в комплексной форме:  $\dot{U}_x = \pm U_1 \pm jU_2$ . Модуль  $|\dot{U}_x| = \sqrt{U_1^2 + U_2^2}$ , а фаза  $\varphi$  по отношению к оси действит. величин, совпадающей по направлению с вектором тока  $I_1$ , определяется через отношение  $\text{tg}\varphi = U_2/U_1$ .

В П. 2-го типа (рис. 2, б) рабочая цепь питается от фазорегулятора  $\Phi$ , с помощью к-рого может меняться фаза  $I_p$  и, следовательно, фаза напряжения на сопротивлении  $R$ . Амплитуда компенсирующего напряжения  $U_x$  изменяется перемещением движка  $b$ . При равновесии  $\dot{U}_x = \dot{I}_p r_{ab} = U_k \text{exr}(j\varphi)$ , где  $\dot{U}_x$  и  $\dot{I}_p$  — комплексные значения напряжения и тока,  $U_k$  — модуль измеряемого напряжения, а  $\varphi$  — угол между  $U_k$  и нек-рым его начальным значением, отсчитываемый по лимбу фазорегулятора.

Точность измерений на П. переменного тока меньше, чем на П. постоянного тока, т. к. вследствие отсутствия эталона эдс переменного тока рабочий ток устанавливается по амперметру с точностью, в лучшем случае, 0,1—0,2%. Ряд причин (точность отсчета  $U_1$  и  $U_2$ , точность установки сдвига в  $90^\circ$  между ними и др.) увеличивает общую погрешность измерения до  $\sim 0,4$ — $0,5\%$ . Ниже даны параметры нек-рых П., выпускаемых советской промышленностью.

Наименование прибора	Тип	Верхний предел измерения	Класс точности
Потенциометр постоянного тока высокоомный . . . . .	Р 300	1, 9111в	0,015
Потенциометр постоянного тока низкоомный . . . . .	Р 306	Два предела: 201,11 мв 20,111 мв	0,015
Потенциометр постоянного тока универсальный . . . . .	УПЛ-60-2	Три предела: 2,511110 в 0,111110 в 0,011111 в	0,02
Потенциометр постоянного тока переносный . . . . .	ПП	71 мв	0,2
Потенциометр переменного тока прямоугольно-координатный . . . . .	Р 56/1	Два предела: 1,60 в 0,16 в	Погрешность до +0,5%

Часто, хотя и неправильно, П. наз. переменные проволочные сопротивления со скользящим контактом, выполняющие функции деления напряжения (см. *Реостат*). Широкое распространение получили автоматич. П., к к-рым относятся также цифровые П. (см. *Потенциометры автоматические, Цифровые измерительные приборы*).

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, ч. 1, М.—Л., 1960; 2) А р у т ю и о в В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М.—Л., 1958; 3) Б е л е в ц е в А. Т., Потенциометры, М., 1962. В. Т. Прытков.

**ПОТЕРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ** — см. *Диэлектрические потери*.

**ПОТЕРИ МАГНИТНЫЕ** — электромагнитная энергия, превращающаяся в теплоту в ферромагнитных телах при периодич. перемагничивании их переменным магнитным полем. Величина П. м. за 1 цикл перемагничивания

$$Q = \int_V \left( \frac{1}{4\pi} \oint H dB + \rho \int_0^T j_j^2 dt \right) dV.$$

Здесь  $V$  — объем перемагничиваемого тела,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $B$  — индукция,  $j_j$  — плотность вихревых токов,  $\rho$  — удельное электрич. сопротивление материала тела в физическом малом элементе  $dV$  его объема;  $t$  — время;  $T$  — период поля (все величины — в СГСМ единицах). Первый интеграл в скобке берется по петле гистерезиса; он выражает потери на динамич. гистерезис (последний может превышать статический из-за *магнитной вязкости*). Второй член в скобке выражает потери на *вихревые токи*. Достаточно точный расчет их возможен только в простейших случаях. Напр., если лист из однородного материала перемагничивается однородным полем, параллельным его плоскости, причем индукция меняется синусоидально между крайними значениями  $\pm B_m$  с частотой  $f = 1/T$ , а толщина листа  $d$  настолько мала, что поверхностный эффект ничтожен, то уд. мощность потерь на вихревые токи  $P_j = (\pi j B_m d)^2 / 12\rho \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$ . Однако в листах крупнозернистого трансформаторного железа (наиболее высококачественного) действит. потери на вихревые токи превышают иногда вычисленные по этой ф-ле в 2—3 раза. Причина этого — различие индукций по величине и направлению в микрообъемах таких

листов (из-за различий в направлениях осей легчайшего намагничивания кристаллитов, из-за доменной структуры и т. д.).

При расчете П. м. в магнитопроводах электрич. машин и силовых трансформаторов обычно берут за основу определяемые экспериментально (*Энштейна аппаратом* или др. методом) значения мощности, расходуемой на П. м. в 1 кг материала при заданных значениях  $B_m$  и  $f$ . Стандартное обозначение этой величины  $P$  (для синусоидального хода индукции  $B = B_m \sin 2\pi f t$ ) с приписываемыми справа числами, из к-рых 1-е указывает значение  $B_m$  (в килогауссах), а 2-е — значение  $f$  (напр., запись «P15/50 = 2,3 вт/кг» означает, что в 1 кг данного материала при перемагничивании его с частотой 50 гц при индукции, меняющейся синусоидально между  $\pm B_m = 15000 \text{ гс}$ , на все виды П. м. расходуется мощность 2,3 вт). В техн. случаях слабых токов принято выражать П. м. через *угол магнитных потерь*, равный углу между синусоидальным током, создающим поле, перемагничивающее сердечник, и переменным потоком индукции в этом сердечнике (если последний несинусоидален, то расчет ведется по эквивалентной синусоиде).

Лит.: 1) Д р у ж и н и н В. В., Магнитные свойства электротехнической стали, М.—Л., 1962; 2) Р а б к и н Л. И., Высокочастотные ферромагнетики, М., 1960. Р. И. Янус.

**ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ** характеризуется количеством энергии, переносимой электромагнитными волнами в единицу времени сквозь к.-л. поверхность. П. и. — средняя мощность излучения за время, значительно большее периода колебания (ГОСТ 7601—55).

**Энергетический П. и.** (обознач.  $\Phi_e, P$ ) — мощность, испускаемая, передаваемая или получаемая в виде излучения независимо от того, на какой приемник оно действует. **Полный П. и.** измеряют по его тепловому действию при поглощении излучения зачерненной поверхностью чувствительной термометрич. установки. **Приведенный, или редуцированный, П. и.** — мощность, оцениваемая по действию, вызванному излучением на спектрально-избирательный приемник. Редуцированный П. и. выражается в спец. единицах. Различают: *световой поток* ( $I^s, \Phi$ ) — П. и., действующий на глаз; *эрритемный* — на кожу, *фотоактивный* — на фотографич. материалы и др. Основная единица энергетич. П. и. — *ватт*, светового потока — *люмен*. Соотношение между этими единицами наз. *механич. эквивалентом света*: при длине волн 555 нм в условиях дневного зрения (максимальной видности) световому потоку в 1 лм соответствует энергетич. поток в 0,00147 вт.

Лит.: Т и х о д е в П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962, гл. 1. Н. Р. Ватарчукова.

**ПОТОК МАГНИТНЫЙ** — см. *Магнитный поток*.

**ПОТОКОСЦЕПЛЕНИЕ** (в электротехнике) ( $\Psi$ ) — полный магнитный поток, сцепленный с рассматриваемым контуром. По существу, П. всегда совпадает с интегральным определением потока  $\Phi = \int B dS \equiv \Psi$ ,

где  $B$  — вектор магнитной индукции, а поверхность  $S$  ограничивается контуром, для к-рого определяется П. Сказанное применимо и к многовитковой катушке, последоват. витки к-рой образуют один контур, как это иллюстрирует рис., где изображены два витка, отодвинутые один от другого. Однако можно говорить о потоке для каждого отдельного витка, образующего почти замкнутый контур ( $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  на рис.). При этом общий поток, или П.,

$$\Psi = \sum_{k=1}^n w_k \Phi_k,$$

где  $w_k$  — число витков, с к-рыми одинаково сцеплен поток  $\Phi_k$ , сумма берется по всем  $n$  виткам. В простейшем случае оди-



накового потока для каждого из витков, напр. в случае равномерно обмотанного тороида,  $\Psi = w\Phi$ , где  $\Phi$  — поток через поперечное сечение сердечника, а  $w$  — полное число витков обмотки тороида.

В практике магнитных измерений часто определяют для того или иного контура (обычно для измерит. обмотки) магнитное  $\Pi$ , обусловленное намагниченным телом (образцом). Искомое  $\Pi$  в этом случае (в системе единиц МКСА или СИ):

$$\Psi = (\mu_0 i) \int_V H_i dV,$$

где  $H_i$  — напряженность поля, к-рая существовала бы в точках расположения образца с намагниченностью  $I$ , если бы в рассматриваемом контуре существовал ток  $i$  ( $H_i$  рассчитывается без учета влияния образца);  $I$  — намагниченность в элементе  $dV$  образца, создающего искомое  $\Pi$ ; интегрирование производится по всему объему  $V$  образца;  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  гн/м. Приведенная ф-ла — следствие взаимности принципа. Ее применение значительно упрощает многие расчеты, т. к. рассчитать величину  $H_i/i$  в области, занятой образцом, всегда проще непосредств. расчета поля образца и его интегрирования по поверхности, ограниченной контуром измерит. обмотки.

К. М. Полюванов.

**ПОЧЕРНЕНИЕ** фотографическое — отложение металлич. серебра или иного спектрально неизбирательно поглощающего свет вещества, образующееся в фотографич. слое в результате проявления фотографического (в спец. фотографич. материалах с т. н. прямым почернением — в результате одного лишь экспонирования)  $\Pi$ , образующееся в результате проявления неэкспонированного фотографич. слоя, наз. *вуалью*. Площадь проекции серебряных зерен  $\Pi$  на плоскость слоя для промышленно выпускаемых материалов составляет от десятых долей до 2—5  $\mu^2$ . Количественная мера  $\Pi$  — *оптическая плотность* проявленного слоя или поверхностная концентрация поглощающего свет вещества  $\Pi$ .

Лит.: 1) Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 17 и 21; 2) Гороховский Ю. Н., Левенберг Т. М., Общая сенситометрия. Теория и практика, М., 1963, гл. 8—9. Ю. Н. Гороховский.

**ПОЧТИ-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ** — функции, воспроизводящие свои значения с любой точностью через интервал, зависящий от заданной точности. Характерным примером П.-п. ф. служит ф-ция  $\Phi(t) = c_1 \exp(i\omega_1 t) + c_2 \exp(i\omega_2 t)$ , если числа  $\omega_1, \omega_2$  несоизмеримы между собой. Произвольная П.-п. ф. определяется как предел (в том или ином смысле) последовательности тригонометрич. многочленов:

$$P_n(t) = \sum_{s=1}^n c_s \exp(i\omega_s t).$$

Формально всякая П.-п. ф. может быть записана в виде своего ряда Фурье:  $\Phi(t) = \sum_s c_s \exp(i\omega_s t)$ , однако придание точного смысла

этому равенству встречает большие затруднения. В простейшем случае, когда написанный ряд сходится равномерно при всех  $t$  ( $-\infty < t < \infty$ ), возникает класс П.-п. ф. Бора. П.-п. ф. в смысле Бора обладают след. свойствами: 1) вместе с  $\Phi(t)$  ф-ция  $|\Phi(t)|$ ; есть П.-п. ф. Бора и она ограничена; 2) сумма и произведение П.-п. ф. Бора приводят снова к П.-п. ф. Бора; 3) интеграл от  $\Phi(t)$ , если он ограничен, представляет собой П.-п. ф. Бора; 4) если  $|\Phi(t)| \geq k > 0$  при всех  $t, -\infty < t < \infty$ , то  $\Phi(t) = a(t) \cdot \exp[i(ct + \omega(t))]$ , где  $c$  — число,  $a(t), \omega(t)$  — П.-п. ф. Бора.

Существуют др. классы П.-п. ф., получающиеся при др. видах сходимости, напр. классы П.-п. ф. Степанова, Вейля, Безиковича. Самый широкий из них — класс П.-п. ф. Безиковича:  $\Phi(t)$  — П.-п. ф. в смысле Безиковича класса  $B_p, p \geq 1$ , если для

пек-рой последовательности  $P_n(t)$  тригонометрич.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} [\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |\Phi(t) - P_n(t)|^p dt]^{1/p} = 0.$$

П.-п. ф. встречаются во многих задачах теории колебаний, механики, оптики и т. д. Пусть, напр., к.-л. система определяется значениями  $s$  параметров  $u_1, \dots, u_s$ , каждый из к-рых с течением времени изменяется от  $-1$  до  $1$  по периодич. закону  $u_i = \cos(2\omega_i t + \alpha_i)$ . Тогда для любой характеристики системы, описываемой гладкой ф-цией  $F(u_1, \dots, u_s)$ , ее зависимость от времени  $\Phi(t) = F[\cos(\omega_1 t + \alpha_1), \dots, \cos(\omega_s t + \alpha_s)]$  представляет собой П.-п. ф. В частности, так бывает в динамич. системах классич. механики, когда в канонич. переменных «действие — угол» ф-ция Гамильтона — сумма, в к-рой каждое слагаемое зависит от одного переменного «действия». Важность П.-п. ф. для теории колебаний можно уяснить из след. утверждения: всякое ограниченное при всех  $t$  решение дифференциального ур-ния  $y^{(n)} + a_{n-1}y^{(n-1)} + \dots + a_1y = \Phi(t)$ , где  $a_i$  постоянны, а  $\Phi(t)$  — П.-п. ф. в смысле Бора, представляет собой П.-п. ф. в смысле Бора. Существуют обобщения этого факта на случай линейных систем дифференциальных ур-ний с почти-периодич. коэффициентами. Решения волнового ур-ния  $\partial^2 u / \partial t^2 = \Delta u$  в ограниченной области трехмерного пространства представляют собой П.-п. ф.

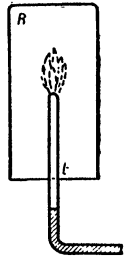
Лит.: 1) Бор Г., Почти периодические функции, пер. с нем., М.—Л., 1934; 2) Левитан В. М., Почти-периодические функции, М., 1953. Я. Р. Синай.

**ПОЮЩАЯ ДУГА** — электрич. дуга, служащая электроакустическим преобразователем энергии из электрич. формы в акустическую. Дуга между электродами питается от источника постоянного тока, причем величина тока может быть к.-л. способом модулирована со звуковой частотой. Объем плазменного канала дуги изменяется синхронно с изменением тока и канал служит таким образом излучателем звука. Присоединяя параллельно дуге емкостной последовательный электрический колебательный контур, можно осуществить режим самовозбуждения за счет падающего участка ее вольт-амперной характеристики (см. *Падающая характеристика*). Частота генерируемого переменного тока и, следовательно, высота излучаемого звука будет определяться частотой собственных колебаний контура. Ток дуги можно модулировать и сигналом от микрофона, тогда дуга играет роль громкоговорителя. Акустич. качества такого громкоговорителя не высоки.

Г. А. Остроумов.

**ПОЮЩЕЕ ПЛАМЯ** — звучание акустич. резонатора в режиме самовозбуждения, поддерживаемом за счет энергии газового пламени. Резонатором может быть открытая с обоих концов труба,

в к-рую помещается пламя; применяются резонаторы и другой формы, напр. сферические. Колебания размеров пламени, обусловленные колебаниями давления в трубке, подводимой горючий газ, вызывают периодич. изменения отдачи тепла воздуху в резонаторе. Если теплота сообщается колеблющейся массе воздуха в момент наибольшего сжатия (или отнимается от него в момент наибольшего разрежения), то колебания, возникшие по к.-л. причине, усиливаются. В свою очередь, вследствие переменного давления внутри резонатора, вызванного колебанием воздуха, выход газа, а следовательно, и выделение тепла изменяются во время колебания, т. е. имеет место положительная обратная связь. Объяснение этому явлению было дано Рэлеем [1]. Условия поддержания режима самовозбуждения: длина подводимой газ трубки  $l$  (рис.)





должна удовлетворять соотношению  $2n\lambda/4 < l < (2n+1)\lambda/4$ , где  $\lambda$  — длина звуковой волны в газовой среде;  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Колебания размеров пламени можно наблюдать стробоскопич. методом.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, т. 2, 2 изд., М., 1955.

**ПОЯСА РАДИАЦИИ** — см. Радиационные пояса.

**ПРАВИЛА ОТБОРА** — см. Отбора правила.

**ПРАВИЛО БУРАВЧИКА** определяет взаимные направления электрич. токов и создаваемых ими магнитных полей; если ввинчивать буравчик (правый винт) так, чтобы он шел по направлению тока, то направление вращения указывает направление магнитного поля.

**ПРАЗЕОДИМ** (Praseodymium), Pr — химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; относится к церевой подгруппе редкоземельных элементов (см. Лантаниды); п. н. 59; ат. в. 140, 907. Состоит из 1-го стабильного изотопа  $\text{Pr}^{141}$ . Важнейшие искусственные  $\beta^-$ -радиоактивные изотопы:  $\text{Pr}^{142}$  ( $T_{1/2} = 19,2$  ч) и  $\text{Pr}^{143}$  ( $T_{1/2} = 13,7$  дня). Электронная конфигурация  $4f^{36}s^2$ . Энергия ионизации  $\text{Pr}^0 \rightarrow \text{Pr}^+$   $5,42 \pm 0,04$  эв.

Свежеполученный П. — серебристо-белый металл; на воздухе легко окисляется и желтеет. П. имеет полиморфное превращение ок.  $800^\circ$  (все темп-ры в  $^\circ\text{C}$ ). Решетка  $\alpha$ -П. — гексагональная плотноупакованная;  $a = 3,67$  Å,  $c = 11,83$  Å;  $\beta$ -П. — кубич. обменноцентрированная;  $a = 4,13$  Å (по др. данным решетка  $\beta$ -П. — кубич. гранецентрированная,  $a = 5,151$  Å). Атомный радиус  $1,821$ – $1,824$  Å; ионные радиусы (Å)  $\text{Pr}^{3+}$  1,09,  $\text{Pr}^{4+}$  0,92. Плотность ( $\text{г/см}^3$ ) 6,475–6,770 ( $25^\circ$ ); по рентгенографич. данным ( $20^\circ$ ) 6,769–6,782 ( $\alpha$ -П.) и 6,640–6,805 ( $\beta$ -П.);  $t_{\text{пл}}^\circ$  935–940°,  $t_{\text{кип}}^\circ$  3127°. Теплоты плавления и испарения ( $\text{ккал/г-атом}$ ) 1,6 и 79,5  $\pm$  1,1, теплота  $\alpha \rightarrow \beta$  превращения 0,760  $\text{ккал/г-атом}$ , теплота образования ок. 78  $\text{ккал/г-атом}$ .

Упругость пара П. при абс. темп-ре  $T$ :  $\lg p = (-17188 \pm 243) T^{-1} + (8,092 \pm 0,156) \text{ мм рт. ст.}$ . Уд. теплоемкость ( $18^\circ$ ) 0,0458  $\text{ккал/г} \cdot \text{град}$ . Атомная теплоемкость ( $\text{ккал/г-атом} \cdot \text{град}$ ) в интервале 0– $792^\circ$ :  $C_p = 6,38 + 2,86 \cdot 10^{-3}t + 2,19 \cdot 10^{-6}t^2$ . Коэфф. термич. расширения  $4,8 \pm 0,6 \cdot 10^{-6}$  ( $25^\circ$ ), среднее значение в интервале от  $-173^\circ$  до  $800^\circ$   $6,5 \cdot 10^{-6}$ . Теплопроводность ( $26$ – $30^\circ$ ) 0,028  $\text{ккал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ . Уд. электросопротивление ( $\text{мком} \cdot \text{см}$ ) 62,1–68,0 ( $\alpha$ -П.,  $18$ – $25^\circ$ ); 132,0 ( $\beta$ -П.,  $820^\circ$ ); температурный коэфф. электросопротивления 0,00165 (0– $25^\circ$ ). Не обнаруживает сверхпроводимости до  $0,25^\circ$  К. Парамагнитен. Для  $\alpha$ -П. модуль упругости 3592  $\text{кг/мм}^2$ , модуль сдвига 1378  $\text{кг/мм}^2$ , твердость по Бринеллю 40–55  $\text{кг/мм}^2$ , коэфф. Пуассона 0,305. Предел прочности 10  $\text{кг/мм}^2$ . Относит. удлинение 10%, относит. сжатие 36%.

В хим. соединениях П. 3-валентен, редко — 4-валентен. Очень реакционноспособен. Образует комплексные соединения. Окраска солей  $\text{Pr}^{3+}$  — зеленая. П. применяется как легирующая добавка к износостойчивым и жаропрочным сплавам и входит в состав нек-рых технически важных сплавов на основе церия (миш-металл, пирофорные сплавы).

Лит.: 1) Серебрянников В. В., Химия редкоземельных элементов, т. 1–2, Томск, 1959–61; 2) Свойства и применение редкоземельных металлов, пер. с англ., под ред. Е. М. Савицкого, М., 1960; 3) Справочник химика, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1963; 4) Металлургия редкоземельных металлов, под ред. Л. Н. Комиссаровой и В. Е. Плющева, М., 1962, Ю. Н. Михайлов.

**ПРАНДТЛЯ ТРУБКА** (Питто-Прандтля трубка) — прибор для одновременного измерения полного и статич. давления в к.-л. точке жидкости. Представляет собой *Питто трубку*, усовершенствованную Л. Прандтлем (L. Prandtl), к-рый совместил измерение полного и статич. давления в одном приборе. См. Трубки гидрометрические.

**ПРАНДТЛЯ ЧИСЛО** — один из основных критериев подобия (см. Подобия теория) двух неизотермич. потоков жидкости (газа); представляет собой отношение кинематич. коэфф. вязкости  $\nu = \mu/\rho$  к коэфф. температуропроводности  $a = \lambda/(\rho c_p)$ , т. е.  $Pr = \nu/a = \mu c_p/\lambda$ , где  $\mu$  — динамич. коэфф. вязкости,  $\rho$  — плотность,  $c_p$  — коэфф. теплоемкости при постоянном давлении,  $\lambda$  — коэфф. теплопроводности. П. ч. может быть также определено как отношение *Пекле числа* к *Рейнольдса числу*, характеризующих соотношения конвективных и кондуктивных переносов тепла и количества движения соответственно. При  $Pr = 1$  и отсутствии продольного перепада давления в пограничном слое профили продольных скоростей и перепадов темп-ры во всех сечениях слоя подобны между собой, а соответствующие «толщины» динамического (скоростного) и темп-рного (тепловодного) *пограничных слоев* равны. Между коэфф. теплопроводности  $\lambda$  и коэфф. местного трения  $c_f$  существует при этом простое соотношение  $a/(\rho c_p \nu) = c_f/2$ , где  $\nu$  — скорость внешнего потока. Тепловой пограничный слой тоньше скоростного, если  $Pr > 1$ , и толще — при  $Pr < 1$ .

Число  $Pr$  образовано из констант вещества и определяется поэтому только термодинамич. состоянием системы. Для газов число  $Pr$  весьма незначительно меняется с темп-рой и составляет 0,7–0,73 для двухатомных газов, не превышая, за редкими исключениями, единицу. В приближенных расчетах часто принимают  $Pr \approx 1$ . Для неметаллич. жидкостей число  $Pr$  меняется в очень широких пределах. Для жидких металлов число  $Pr$  много меньше единицы (напр., 0,027 для Li, 0,0038 для K и Na при темп-ре  $\sim 700^\circ\text{C}$ ).

Во многих случаях вводится число  $Pr_T = \nu_T/a_T$  для турбулентного потока, где  $\nu_T$  и  $a_T$  — турбулентные вязкость и температуропроводность, зависящие от плотности и теплоемкости жидкости и гидродинамич. характера движения жидкости (газа). В 1-м приближении принимается  $Pr_T \approx 1$ .

Величиной, аналогичной П. ч., является число  $Pr_d = \nu/D$  ( $D$  — коэфф. диффузии), применяемое в расчетах массообмена и наз. диффузионным П. ч. (иногда числом Шмидта Sc).

Лит. см. при ст. Подобия теория (№ 3, 4, 13, 15), а также: 1) М и х е в М. А., Основы теплопередачи, 3 изд., М.—Л., 1956; 2) К у т а т е л а д з е С. С. [и др.], Жидкометаллические теплоносители, М., 1958.

И. И. Палеев.

**ПРЕДЕЛ ПОЛУЧЕСТИ** материала — см.

Получесть.

**ПРЕДЕЛ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОСТИ** материала — наибольшее напряжение при различных видах деформации материалов, при к-ром деформация еще остается пропорциональной напряжению. При растяжении обозначается  $\sigma_p$ , или  $\sigma_{пч}$ , а при кручении  $\tau_p$ .

**ПРЕДЕЛ ПРОЧНОСТИ** (временное сопротивление) материала — напряжение в материале при различных видах деформации, соответствующее максимальному (до разрушения образца) значению нагрузки. Обозначается  $\sigma_B$ , или  $\sigma_{пч}$  — при растяжении,  $\sigma_d$  — при сжатии и  $\sigma_{Вн}$  — при изгибе.

**ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ** материала — значение напряжений, при к-рых в теле впервые возникают пластические (остаточные) деформации. П. т. не является константой материала (см. Пластичность). Для металлов обычно вводят условный П. т., определяемый значениями напряжений, вызывающими остаточные деформации заданной величины: при растяжении — обычно 0,2% (обозначается  $\sigma_{0,2}$ ), при кручении — обычно 0,3% (обозначается  $\tau_{0,3}$ ).

**ПРЕДЕЛ УПРУГОСТИ** материала — наибольшее напряжение при различных видах деформации материалов, при к-ром еще не обнаруживается их

остаточная (пластическая) деформация. При растяжении П. у. обычно обозначают  $\sigma_e$ , при кручении  $\tau_e$ .

**ПРЕДЕЛ УСТАЛОСТИ** (предел выносливости) материалов — при циклич. приложениях нагрузки (т. е. при периодич. изменении от максимума к минимуму) наибольшее напряжение (соответствующее верхнему пределу цикла нагрузки), к-рое может возникать в образце неопределенно большое число раз без его разрушения. Обозначают  $\sigma_r$ , где  $r$  — т. н. коэфф. амплитуды цикла, т. е. отношение минимального напряжения к максимальному; чаще всего обозначают  $\sigma_{-1}$ , т. к. особо важное значение имеет цикл, для к-рого  $r = -1$ .

**ПРЕДЕЛЬНОГО РАВНОВЕСИЯ ТЕОРИЯ** — раздел *пластичности теории*, в к-ром занимаются определением *несущей способности* пластич. тел и конструкций, обладающих в той или иной степени пластич. свойствами. П. р. т. применяется при расчете железобетонных и металлических конструкций при статич. нагрузке. В П. р. т. реальные тела рассматриваются как *идеально-пластические тела*, т. е. упрочнение материалов не учитывается.

Для определения предельного состояния стержневых конструкций П. р. т. располагает двумя основными расчетными методами: кинематическим и статическим. Согласно 1-му, рассматривается нек-рая выбранная схема расположения *пластических шарниров*, или зон текучести (кинематически допустимое поле скоростей перемещений), превращающая конструкцию в подвижный механизм. Предельная нагрузка определяется из условия равенства работ внешних и внутр. сил на возможном перемещении системы. При статич. методе расчета рассматривается нек-рая выбранная схема усилий в элементарной конструкции, при к-рой выполнены ур-ния равновесия и нигде не нарушено условие предельного состояния (статически допустимое поле напряжений). Соответственно определяется предельная нагрузка. Кинематич. метод определяет нагрузку, ограничивающую истинное значение предельной нагрузки сверху, статич. метод — снизу.

Развитием П. р. т. является теория приспособляемости, изучающая упруго-пластич. поведение тел, подвергнутых переменной нагрузке (в частности, переменного темп-рного поля). Теория приспособляемости изучает условия увеличения величины пластич. деформации при изменении нагрузки между заданными пределами. В случае, если после нек-рого цикла изменения нагрузок пластич. деформации не возрастают, система считается приспособившейся к этим нагрузкам.

П. р. т. включает в качестве раздела теорию оптимального проектирования конструкций, занимающуюся определением параметров, при к-рых достигаются наиболее благоприятные условия использования конструкций: конструкции минимального веса, равного сопротивления и т. п.

Лит.: 1) Гвоздев А. А., Расчет несущей способности конструкций по методу предельного равновесия, М., 1949; 2) Работнов Ю. Н., Сопротивление материалов, М., 1962; 3) Ржаницын А. Р., Расчет сооружений с учетом пластических свойств материалов, 2 изд., М., 1954; 4) Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально-пластических тел, пер. с англ., М., 1956. Д. Д. Ивлев.

**ПРЕДЕЛЬНЫЙ ПЕРЕГРЕВ** жидкост. — максимально возможный по условиям внутренней устойчивости жидкости перегрев ее выше темп-ры  $T$  равновесия с паром (при заданном давлении  $p$ ).

Равновесие макроскопич. фаз определяется равенством их хим. потенциалов:  $\mu_1(p, T) = \mu_2(p, T)$ . Но не всегда при достижении этого равенства происходит выделение из гомогенной фазы новой равновесной фазы. Возникновение жизнеспособных зародышей новой фазы затруднено существованием активацион-

ного барьера свободной энтальпии, в к-ром основной вклад принадлежит поверхностному натяжению. Если жидкость и стенки сосуда не содержат искусственных зародышевых центров, то наличие указанного барьера обеспечивает устойчивость исходной фазы при большой глубине захода в метастабильную область. Термодинамич. границей возможных перегревов жидкости и переохлаждения пара является спинодаль — линия, отделяющая на фазовой диаграмме жидкость — пар область совершенно неустойчивых фазовых состояний однородной системы. Спинодаль как границу устойчивых состояний можно определить условиями  $(\partial p / \partial v)_T = 0$ ,  $(\partial T / \partial s)_p = 0$ . С приближением к границе устойчивости в системе происходит рост флуктуаций плотности и одновременно уменьшается высота активационного барьера. Это приводит, наконец, к спонтанному образованию в жидкости способных к росту пузырьков пара.

Практически достижимый перегрев чистой жидкости связан с кинетикой процесса зародышеобразования. Он зависит не только от  $p$  и  $T$ , но и от масштаба системы.

Дёринг и Фольмер [1] получили следующую ф-лу для числа  $J$  зародышей пара, образующихся за 1 сек в объеме жидкости, содержащей  $z$  молекул:

$$J = z \left[ \frac{6\sigma}{(3-b)\pi m} \right]^{1/3} \exp\left(-\frac{\lambda}{kT}\right) \exp\left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT(p_s - p)^2}\right]. \quad (1)$$

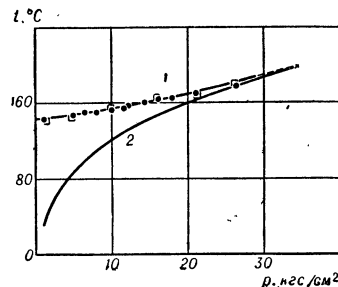
Здесь  $m$  — масса молекулы,  $\sigma$  — поверхностное натяжение на границе жидкость — пар,  $\lambda$  — теплота испарения на одну молекулу,  $p$  — заданное внешнее давление на жидкость,  $p_s$  — давление насыщенного пара при тем-ре опыта,  $b = 1 - p/p_s$ . Показатель экспоненты в последнем множителе имеет смысл работы изотермич. образования зародыша, деленной на величину  $kT$ . О темп-рной чувствительности  $J$  можно судить по такому примеру: для  $n$ -пентана при атм. давлении переходу от  $J = 10^{-5} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  к  $J = 1 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  соответствует изменение темп-ры всего на  $1,5^\circ$ .

Ю. Каган [5], развив метод Я. Б. Зельдовича [3], дал более общее решение задачи о всплывании чистой жидкости и показал, что при нек-ром ограничении справедлива ф-ла (1).

Жидкость в *метастабильном состоянии* получают двумя путями: либо уменьшением  $p$  при постоянной  $T$  окружающей среды, либо повышением  $T$  при неизменном  $p$ . Эффективным оказался метод перегрева маленьких капелек жидкости в среде др. жидкости, имеющей более высокую темп-ру кипения и образующей с 1-й жидкостью взаимно нерастворимую пару. П. п. жидкости может составлять более  $100^\circ$ , но с приближением давления к критич. он уменьшается до нуля. Граница П. п. жидкости заходит в область отрицат. давлений, соответствующих растянутой жидкости.

По эксперимент. данным для  $n$ -гексана [7] темп-ра достижимого перегрева превышает темп-ру насыщения при атм. давлении на  $115^\circ$ , при  $p = 7,7 \text{ кгс/см}^2$  — на  $42^\circ$  и при  $p = 15,2 \text{ кгс/см}^2$  — на  $16^\circ$ . Результаты для  $n$ -пентана приведены на рис. Достигнутые в опыте значения перегревов хорошо согласуются с ф-лой Дёринга — Фольмера (при  $J = 1 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ ).

Лит.: 1) Volmer M., Kinetik der Phasenbildung, Dresden — Lpz., 1939, S. 160; 2) Fürt h R., «Proc. Camb. Philos. Soc.», 1941, v. 37, № 3, p. 252; 3) Зельдович Я. Б., «ЖЭТФ», 1942, т. 12, вып. 11—12, с. 525; 4) Френкель Я. И., Собрание избранных трудов, т. 3, М.—Л., 1959, гл. 7, § 1—4; 5) Каган Ю., «ЖФХ», 1960, т. 34, вып. 1,



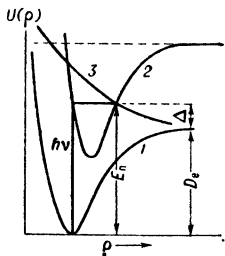
Зависимость темп-ры достижимого перегрева  $n$ -пентана от давления (кривая 1). Кругами отмечены экспериментальные точки [7], квадратами — результаты расчета по ф-ле Дёринга — Фольмера; 2 — линия равновесия жидкость-пар. Крестиком отмечена критич. точка.

с. 92; 6) Скрипов В. П., Кукушкин В. И., там же, 1961, т. 35, вып. 12, с. 2811; 7) Скрипов В. П., Ермачков Г. В., там же, 1964, т. 38, вып. 2, с. 396.

В. П. Скрипов.

**ПРЕДИССОЦИАЦИЯ** — безызлучательный переход возбужденной молекулы из устойчивого электронного состояния в неустойчивое состояние с той же энергией, сопровождающийся диссоциацией молекулы.

Явление П. в случае двухатомных молекул, для к-рых оно легче всего наблюдается, может быть объяснено на основе представления о кривых потенциальной энергии (рис.). Под действием энергии  $h\nu$  молекула



переходит из основного состояния (кривая 1) в возбужденное (кривая 2), откуда в результате колебательных движения молекулы возможен безызлучательный переход на кривую отталкивания (кривая 3), приводящий к разлету атомов на бесконечность, т. е. к диссоциации.

Схема преддиссоциации при переходе молекулы на кривую отталкивания: 1 и 2 — кривые притяжения (1 соответствует основному электронному состоянию, 2 — возбужденному); 3 — кривая отталкивания;  $E_{\pi}$  и  $D_c$  — энергии преддиссоциации и диссоциации;  $\Delta$  — кинетич. энергия разлетающихся атомов.

му состоянию молекулы, 2 — возбужденному; 3 — кривая отталкивания;  $E_{\pi}$  и  $D_c$  — энергии преддиссоциации и диссоциации;  $\Delta$  — кинетич. энергия разлетающихся атомов.

Согласно **Франка-Кондона** принципу, наиболее вероятен переход, соответствующий пересечению кривых притяжения и отталкивания, т. е. П. происходит при энергии, близкой к  $E_{\pi}$ , и атомы разлетаются с кинетич. энергией  $\Delta = E_{\pi} - D_c$ , где  $D_c$  — энергия диссоциации молекулы. Кинетич. энергия тем больше, чем круче спадают кривая отталкивания при разлете атомов. Экспериментально определенные значения границы преддиссоциации и  $E_{\pi}$  дают верхний предел для энергии диссоциации  $D_c$ . В случае пологого хода кривой отталкивания  $D_c$  может мало отличаться от  $E_{\pi}$ , напр.  $\Delta = 0,12$  эв для молекулы  $N_2$ .

При П. время жизни молекулы в возбужденном состоянии с энергией, близкой к  $E_{\pi}$ , сокращается. Поэтому П. проявляется в уширении вращательных линий в электронно-колебательных полосах поглощения (что может приводить к частичному или полному исчезновению вращательных структур этих полос) и в ослаблении или полном исчезновении вращательных линий в электронно-колебательных полосах испускания. В случае флуоресценции это приводит к ослаблению или даже полному ее исчезновению; ослабление флуоресценции — часто более чувствит. индикатор на П., чем уширение линий, к-рое в случае слабой П. трудно обнаружить.

С квантовомеханич. точки зрения, П. — результат возмущения, возникающего вследствие «взаимодействия» дискретных уровней энергии с непрерывными. В нулевом приближении, в к-ром энергия молекулы разделяется на электронную и колебательную, состояния, соответствующие кривой притяжения (дискретные состояния) и кривой отталкивания (непрерывные состояния), независимы друг от друга. При учете, согласно теории возмущений, электронно-колебательного взаимодействия эти состояния уже не независимы и действуют. Состояние молекулы с энергией  $E$  является наложением дискретного и непрерывного состояний:  $\psi_E = C_1 \psi_D + C_2 \psi_{\pi}$ , где  $C_1$  и  $C_2$  — коэффициенты, квадраты модулей к-рых дают вероятности найти молекулу в состояниях, описываемых волновыми функциями  $\psi_D$  и  $\psi_{\pi}$ . При возбуждении дискретного состояния молекула оказывается в состоянии, описываемом волновой функцией  $\psi_E$ , и распадается на атомы с вероятностью тем большей, чем больше  $C_2$ . Взаимодействие возможно лишь для состояния одинаковой

симметрии, что накладывает ограничения на возможность П.

П. может иметь место и для многоатомных молекул; однако ее непосредственное наблюдение затрудняется сложностью спектров и возможно лишь в простейших многоатомных молекулах. Для сложных молекул с широкими сплошными полосами поглощения и испускания, в к-рых отсутствует вращательная структура, П. вообще нельзя наблюдать. Однако именно для таких молекул важна роль П. в их распаде при возбуждении уровней энергии, лежащих выше границ диссоциации, т. к. число способов, к-рыми может быть осуществлена П., возрастает с увеличением числа колебательных степеней свободы молекулы. П. сложной молекулы может происходить со значит. задержкой по отношению к моменту возбуждения, т. к. энергия распределяется по многочисленным колебательным степеням свободы, а диссоциация наступает в результате случайной концентрации колебательной энергии на наиболее слабой связи.

С П. может быть связана повышенная хим. активность из-за образования при П. свободных атомов и (в случае многоатомных молекул) свободных радикалов, к-рые обладают высокой реакционной способностью. Поэтому П. играет важную роль в фотохимии.

Лит.: Гейдон А. Г., Энергия диссоциации и спектры двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; см. также лит. к ст. Молекулярные спектры (№№ 1 и 3).

М. А. Ельязшевич.

**ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГРУПП** — см. *Группа*.

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН** — изменение направления распространения волны, обусловленное переходом ее из одной среды в другую, отличающуюся от первой значением скорости распространения волн. При этом фронт волны претерпевает излом на границе раздела сред. Изменение направления волны происходит по закону  $\sin i / \sin r = v_1 / v_2 = n$ , где  $i$  — угол падения,  $r$  — угол преломления,  $v_1$  и  $v_2$  — скорости распространения волн в 1-й и 2-й среде,  $n$  — показатель преломления (подробнее см. *Отражение волн*, а также *Преломление света*).

При наличии в среде градиента плотности (или других свойств, определяющих скорость распространения волны) распространение волны под углом к направлению градиента сопровождается постепенным П. в. — нормаль к фронту волны постепенно отклоняется от своего начального направления. Этот случай т. н. *рефракция волн* играет важную роль в оптике (*рефракция света*), при распространении радиоволн (*рефракция радиоволн*) и акустике (*рефракция звука*).

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА** — изменение направления распространения звуковой волны, происходящее на границе двух сред при различии скоростей распространения в этих средах, а также в неоднородной среде, когда скорость распространения звука меняется от точки к точке (т. н. *рефракция звука*). Законы П. з. аналогичны законам преломления света и преломления волн вообще.

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ РАДИОВОЛН** (рефракция) — изменение направления распространения радиоволн, обусловленное изменением электродинамич. свойств среды. При падении на границу раздела двух сред плоская волна распространяется в преломляющей среде под углом преломления  $\theta$ . Величина  $\theta$  определяется через угол падения  $\theta$  на основе закона Снеллиуса:

$$\sin \theta = \sqrt{\epsilon \mu' / \epsilon' \mu} \sin \theta. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\epsilon'$ ,  $\mu'$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости двух сред. *Показатели преломления* сред  $n = \sqrt{\epsilon \mu}$  и  $n' = \sqrt{\epsilon' \mu'}$ . Амплитуда преломленной волны меньше амплитуды падающей волны на величину,

наз. коэфф. прозрачности  $W$ ,  $k$ -рая зависит от типа поляризации волн. Если волна поляризована перпендикулярно плоскости падения (электрич. вектор  $E$  перпендикулярен плоскости падения), то:

$$W_{\perp} = \frac{2(\mu'/\mu) \cos \theta}{(\mu'/\mu) \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (2)$$

В случае поляризации в плоскости падения (вектор  $E$  параллелен плоскости падения):

$$W_{\parallel} = \frac{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + (\mu'/\mu) n^2 \cos \theta} \quad (3)$$

Коэфф. прозрачности связаны с коэфф. отражения  $F_{\perp}$  и  $F_{\parallel}$  (см. *Отражение радиоволн*) соотношениями:  $W = 1 - F$ .

При распространении радиоволн в слоисто-неоднородной среде П. р. в каждом элементарном слое приводит к тому, что траектория лучей становится криволинейной (см. *Рефракция радиоволн*).

П. р. широко используются в радиотехнике, в частности при построении *линзовых антенн*.

Лит.: 1) Бреховеких Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; 2) Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957. Н. А. Арманд.

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ.**

Частоты колебаний в лучах видимого света, проходящего через какое-нибудь вещество, меньше собственных частот электронов атомов вещества; в отличие от этого, частота колебаний в рентгеновских лучах для всех или большинства электронов, находящихся в атомах, превышает собственные частоты электронов; поэтому показатель П. р.  $n$  меньше 1. Показатель преломления  $n \approx 1 - \frac{N e^2}{2 \pi m v^2}$ , где  $N$  — полное число электронов в единице объема,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $v$  — частота рентгеновских лучей.  $n$  зависит только от числа электронов  $N$  и частоты  $v$  рентгеновских лучей и не зависит от структуры вещества; чем короче длина волны рентгеновских лучей, тем  $n$  больше. По абс. величине  $n$  отличается от единицы на несколько миллионных; измерения величины  $n$  подтверждают справедливость этой ф-лы. Вследствие П. р. л. несколько нарушается справедливость ф-лы Брэгга. Отражение происходит при углах  $\theta'$ , отличающихся от углов  $\theta$ , вычисляемых по ф-ле Брэгга на величину  $\theta' - \theta = \frac{1-n}{\sin \theta \cos \theta}$ . Если частота рентгеновских лучей лежит в области собственных частот электронов, то наблюдается явление аномальной дисперсии.

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА** — изменение направления распространения световой волны в неоднородной среде. О П. с. говорят в тех случаях, когда размеры неоднородностей среды значительно больше длины волны, так что П. с. по существу — понятие *геометрической оптики*. Если же размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, то задача о распространении волн решается методами *оптики неоднородных сред*. Основы молекулярной теории П. с. и отражения света едины (см. *Отражение света*).

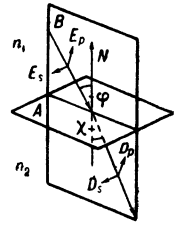
Наиболее важный случай — П. с. на границе раздела двух однородных, изотропных, непоглощающих сред (о П. с. в анизотропных средах см. *Кристаллооптика*). Для плоской бесконечно протяженной границы раздела направление распространения преломленной волны определяется след. законами: 1) преломленный луч находится в плоскости падения (плоскость, проходящая через падающий луч и нормаль к границе раздела); 2) углы падения и преломления,  $\phi$  и  $\chi$ , связаны законом Снеллиуса — Декарта:  $n_1 \sin \phi = n_2 \sin \chi$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — *показатели преломления* сред. Фазы падающей и преломленной волн (при указанном на рисунке выборе направлений векторов напряженностей поля) на границе раздела совпа-

дают. Отношение световых потоков — преломленного к падающему — зависит от поляризации. Электрич. вектор  $E$  падающей и преломленной волн удобно разложить на 2 компонента, один из  $k$ -рых лежит в плоскости падения ( $E_p, D_p$ ), а другой — перпендикулярен ей ( $E_s, D_s$ ). Величины, связанные с этими двумя поляризациями, отмечаются, соответственно, индексами  $p$  и  $s$ . Согласно электромагнитной теории света, имеем (ф-лы Френеля):

$$d_p = \frac{D_p^2 n_2 \cos \chi}{E_p^2 n_1 \cos \phi} = \frac{\sin 2\phi \sin 2\chi}{\sin^2(\phi + \chi) \cos^2(\phi - \chi)}$$

$$d_s = \frac{D_s^2 n_2 \cos \chi}{E_s^2 n_1 \cos \phi} = \frac{\sin 2\phi \sin 2\chi}{\sin^2(\phi + \chi)}$$

где величины  $d_p$  и  $d_s$  связаны с коэфф. отражения  $r_p$  и  $r_s$  соотношениями  $d_p + r_p = 1$ ,  $d_s + r_s = 1$ . Поэтому зависимость  $d_p, d_s$  от угла падения и отношения показателей преломления сред можно проследить по рис. 2 ст. *Отражение света*. Поскольку  $d_p$  и  $d_s$ , вообще говоря, не равны, поляризация падающего и прошедшего света различна. Наиболее сильное поляризац. действие П. с. возникает при угле Брюстера  $\phi = \arctg(n_2/n_1)$ , когда



Преломление света на плоской границе раздела двух сред:  $A$  — граница раздела;  $B$  — плоскость падения;  $N$  — нормаль к границе раздела;  $\phi, \chi$  — углы падения и преломления;  $E_p, E_s$  и  $D_p, D_s$  —  $p$ - и  $s$ -компоненты электрич. поля в падающей и преломленной волнах.

$d_p = 1$ . Этим обстоятельством пользуются, в частности, для получения линейно-поляризованного света. Законы П. с., приведенные выше для плоской границы раздела, приближенно справедливы для искривленных границ и для тел конечных размеров, если только размеры и радиусы кривизны поверхностей значительно больше длины волны. Углы  $\phi, \chi$  отсчитываются от нормали в данной точке границы.

Интересными особенностями обладает П. с. в непоглощающих средах с непрерывным изменением показателя преломления. Если  $n$  существенно меняется на расстояниях больше длины волны, то отражение света практически отсутствует и  $d = 1$ , т. е. энергия поля не меняется. Форма луча в непрерывной среде определяется ур-нием  $\rho = (1/n)\xi \text{ grad} n$ , где  $\rho$  — кривизна луча,  $\xi$  — единичный вектор главной нормали к лучу. Если, следовательно,  $\text{grad} n \neq 0$  или если  $\xi$  не перпендикулярен градиенту показателя преломления, то  $\rho \neq 0$ , т. е. луч искривляется, причем в сторону большего значения  $n$  (явление *рефракции света*). Изменение направления электрич. и магнитного полей в неоднородных средах подчиняется ур-ниям

$$(\partial e / \partial s) = \rho [\zeta e], \quad (\partial h / \partial s) = \rho [\zeta h],$$

где  $e$  и  $h$  — единичные векторы в направлении электрич. и магнитного полей, а  $\zeta$  — единичный вектор бинормали луча. Эти ф-лы аналогичны ур-ниям, описывающим вращение твердого тела, если под  $(de/ds)$  понимать скорость, под  $e$  — радиус-вектор точки тела, а под  $\rho \zeta$  — угловую скорость вращения. Т. о., выписанные соотношения означают, что векторы полей световой волны вращаются вокруг бинормали, причем угловая скорость вращения равна кривизне  $\rho$ . Если в различных точках среды векторы  $\text{grad} n$  компланарны, то луч будет плоской кривой, поляризация света не меняется, а вращение  $e$  и  $h$  есть просто проявление поперечности световых волн. Если же луч оказывается пространств. кривой, то  $e$  и  $h$  вращаются

относительно луча, т. е. плоскость поляризации меняется вдоль луча.

Важнейшее проявление П. с. в среде с постепенно изменяющимся показателем преломления — искривление световых лучей в атмосфере Земли (см. *Рефракция света в атмосфере*).

Формально законы П. с. для непоглощающих сред могут быть распространены на поглощающие среды, если рассматривать показатель преломления как комплексную величину (см. *Металлооптика*). П. с. обуславливает многие природные явления (радуга, гало, кажущаяся приподнятость дна водоемов и т. п.). Наиболее важное применение П. с. находит в оптич. приборах.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. 22; 2) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; 3) Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962, гл. 14; 4) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, Изд. 11, М.—Л., 1948; 5) Вуд Р. В., Физическая оптика, пер. с англ., М.—Л., 1936; 6) Миннарт М., Свет и цвет в природе, (пер. с англ.), М., 1958. С. Г. Раутман.

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ** электрических колебаний широко применяется в радиотехнике. С помощью *модуляции колебаний* низкочастотный сигнал звука или изображения преобразуется к более высокой *несущей частоте*; при *детектировании* высокочастотный радиосигнал, наоборот, преобразуется в звуковой или видеосигнал; в супергетеродинном радиоприемнике (см. *Радиоприемные устройства*) сигнал высокой частоты преобразуется к промежуточной частоте, на к-рой и происходит основное усиление; в *многоканальной радиосвязи* посредством П. ч. разные сигналы низкой частоты располагаются один за другим по полосе частот радиоканала. *Умножение частоты* колебаний *кварцевого генератора* или *деление частоты* колебаний *молекулярного генератора* служат для создания стабильных колебаний высоких частот.

В основе всех методов П. ч. лежит применение линейных систем с переменными параметрами или нелинейных колебат. и автоколебат. систем. При воздействии на линейную систему с переменными параметрами сигнала с частотой  $\omega_c$  в ней возникают комбинационные колебания с частотами  $\omega_c \pm k\omega$  ( $k = 1, 2, \dots$ ), где  $\omega$  — частота изменения параметра. При этом сохраняется принцип суперпозиции, и сигнал со сложным спектром преобразуется без искажений к другой, смещенной частоте.

В нелинейных системах принцип суперпозиции не соблюдается и при воздействии гармонич. колебаний разных частот  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$  возникают комбинационные частоты вида  $k\omega_1 \pm l\omega_2 \pm m\omega_3 \pm \dots$  ( $k, l, m = 0, 1, 2, \dots$ ). На практике используются чаще всего комбинац. частотами низших номеров  $k, l, m$ , к-рые отбираются резонансными фильтрами. М. Д. Карасев.

**ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ТЕОРИЯ** — математич. аппарат в квантовой механике, устанавливающий физ. эквивалентность различных способов описания квантовомеханич. системы (различных представлений квантовой механики) и содержащий правила перехода от одного представления к другому. П. т. играет большую роль как для выявления принципиальных основ квантовой механики, так и для решения квантовомеханич. задач.

В квантовой механике состояние системы описывается волновыми ф-циями или векторами состояния, по своей математич. природе являющимися векторами *гильбертова пространства*. Волновые ф-ции могут быть выбраны в различных представлениях как ф-ции различных переменных. Так, если волновая ф-ция задана как ф-ция пространственных координат и времени  $\psi = \psi(q, t)$ , то говорят, что система описывается в координатном, или в  $q$ -представлении. То же самое состояние той же системы может быть, однако, описано в импульсном представлении ( $p$ -представлении) — в виде ф-ции  $\varphi(p, t)$ . Чтобы найти  $\varphi(p, t)$  по известной  $\psi(q, t)$ , достаточно разложить  $\psi$  в интеграл Фурье или, другими словами, разложить

$\psi$  по плоским волнам, образующим ортогональную систему собственных ф-ций импульса. Коэффициенты разложения и дают  $\varphi(p, t)$ . П. т. устанавливает связь между представлениями различных физ. величин в разных представлениях.

В общем случае наблюдаемым физ. величинам ставятся в соответствие линейные эрмитовы операторы в гильбертовом пространстве. Их собственные значения действительны и дают возможные результаты измерения соответствующей наблюдаемой. Совокупность собственных векторов оператора образует полный набор и поэтому может быть выбрана в качестве базиса в гильбертовом пространстве. В отсутствие вырождений собственные векторы оператора полностью характеризуются своими собственными значениями и попарно ортогональны. В случае же вырождения всегда можно добавить к рассматриваемому оператору неск. других, коммутирующих с ним и друг с другом, с тем, чтобы получить полный набор коммутирующих операторов. Общие собственные векторы операторов такого набора различаются по собственным значениям хотя бы одного из операторов и образуют ортогональный базис в гильбертовом пространстве.

Пусть  $\varphi_n$  — волновые ф-ции различных состояний системы, а  $G_\nu$  — операторы, соответствующие различным характеризующим систему наблюдаемым величинам. Рассмотрим преобразование подобия, осуществляемое несингулярным оператором  $U$ :

$$\varphi_n \rightarrow \varphi'_n = U\varphi_n; \quad G_\nu \rightarrow G'_\nu = UG_\nu U^{-1}.$$

Тогда, если оператор  $U$  унитарен,  $U^+U = 1$ , штрихованная и нештрихованная системы операторов и волновых ф-ций физически эквивалентны. В частности, эрмитов оператор переходит в эрмитов, а собственные значения первоначального и преобразованного операторов совпадают; из ур-ния для волновых ф-ций  $G\varphi_\alpha = \lambda_\alpha\varphi_\alpha$  следует  $G\varphi'_\alpha = \lambda_\alpha\varphi'_\alpha$ . Далее, все алгебраич. соотношения между операторами, в т. ч. перестановочные соотношения, сохраняются: если  $[G_\alpha, G_\beta] = iG_\gamma$ , то и  $[G'_\alpha, G'_\beta] = iG'_\gamma$ . Вероятности перехода между состояниями также сохраняются:

$$\langle \varphi'_n | \varphi'_m \rangle = \langle \varphi_n | U^+U | \varphi_m \rangle = \langle \varphi_n | \varphi_m \rangle.$$

Такое унитарное преобразование в гильбертовом пространстве представляет собой обобщение поворота системы координат в конечномерном действительном векторном пространстве. Оно переводит ортогональный базис  $\{\varphi_n\}$  в ортогональный же

$\{\varphi'_n\}$ . Поэтому среднее значение любой наблюдаемой в данном состоянии не меняется от унитарного преобразования. Пусть, напр.,  $\psi_\mu$  — собственные ф-ции наблюдаемой  $G$ , образующие полный набор, а  $\lambda_\mu$  — соответствующие собственные значения.

Среднее значение  $G$  наблюдаемой в состоянии  $\varphi$  с волновой ф-цией  $\varphi$  выражается через коэффициенты  $c_\mu$  разложения  $\varphi$  по векторам базиса  $\psi_\mu$ . Для простоты предположим, что спектр  $\lambda_\mu$  — дискретный. Тогда

$$\bar{G} = \langle \varphi | G | \varphi \rangle = \sum_{\mu} c_{\mu}^* \langle \psi_{\mu} | G | \sum_{\nu} c_{\nu} \psi_{\nu} \rangle = \sum_{\mu} |c_{\mu}|^2 \lambda_{\mu}.$$

Набор чисел  $c_{\mu}$  наз. волновой ф-цией в  $G$ -представлении. В преобразованном с помощью унитарного оператора  $U$  базисе  $\varphi'_\mu = U\psi_\mu$  той же наблюдаемой соответствует оператор  $G' = UG U^{-1}$ ,

среднее значение которого  $\bar{G}' = \sum_{\mu} |c'_{\mu}|^2 \lambda_{\mu} = \langle \varphi' | G' | \varphi' \rangle = \sum_{\mu} c_{\mu}^* \langle \psi_{\mu} | U^+ U G U^{-1} U | \sum_{\nu} c_{\nu} \psi_{\nu} \rangle = \sum_{\mu} |c_{\mu}|^2 \lambda_{\mu}$  остается прежним.

То, что физ. результат одинаков в  $G$ - и  $G'$ -представлениях, и означает в данном случае физ. эквивалентность двух способов выбора базиса. При нек-рых весьма общих предположениях о квантовой системе справедливо обратное утверждение (теорема единственности): если два представления дают физически эквивалентные описания системы, они связаны унитарным преобразованием. Для систем, имеющих классич. аналог, унитарные преобразования квантовой механики соответствуют касательным преобразованиям гамильтонова формализма классич. механики.

Рассмотрим *Гейзенберга представление* квантовой механики, в к-ром со временем меняются операторы и не меняются векторы состояния. Однородность времени вместе с теоремой единственности позволяют утверждать, что для всякого оператора  $Q(t)$  выполняется соотношение

$$Q(t) = U_{t, t_0} Q(t_0) U_{t, t_0}^{-1}.$$

Т. к. преобразования трансляции во времени образуют непрерывную группу, существует эрмитов оператор  $H$  такой, что  $U_{t, t_0} = \exp [i(t-t_0)H]$ . Поэтому  $i \frac{\partial}{\partial t} Q(t) = [H, Q]$ . Оператор  $H$  наз. гамильтономом, а последнее равенство представляет собой ур-ние эволюции системы в гейзенберговом представлении. Переход к *Шредингера представлению*, в соответствии с теоремой единственности, совершается с помощью унитарного оператора  $U_{t, t_0}^{-1} = \exp [-i(t-t_0)H]$ . В этом представлении все

операторы «привязаны» к одному и тому же моменту времени  $t_0$ , а эволюция векторов состояния  $\psi(t)$  описывается ур-нием Шредингера  $i\frac{\partial}{\partial t}\psi(t) = H\psi(t)$ .

На ранней стадии развития квантовой механики основное внимание уделялось освобождению атомной теории от ненаблюдаемых и не имеющих физ. смысла элементов (таких, как классич. орбита в теории Бора). Целью было непосредственное определение наблюдаемых величин типа уровней энергии, характеристик стационарных состояний, вероятностей перехода. Эта цель была достигнута двумя способами, к-рые сначала казались совершенно различными, — в волновой механике де Бройля — Шредингера и в матричной механике Борна — Гейзенберга — Йордана. В 1-м способе уровни энергии и стационарные состояния получались как собственные значения и собственные ф-ции краевой задачи, связанной с ур-нием Шредингера для волновой ф-ции. Во 2-м способе решение проблемы состояло в отыскании системы матриц  $P_j, Q_k$ , удовлетворяющей канонич. перестановочным соотношениям

$$[Q_j, P_k] = \frac{\hbar}{i} \delta_{jk}; [Q_j, Q_k] = [P_j, P_k] = 0$$

и диагонализующей матрицу гамильтониана  $H$ , построенную из  $P_j$  и  $Q_k$  так же, как классич. гамильтониан  $H(p, q)$  строится из канонич. координат  $q$  и импульсов  $p$ . Диагональные матричные элементы матрицы  $H$  и базисные векторы представления, диагонализующего  $H$ , выступают в этом случае в роли уровней энергии и стационарных состояний, соответственно.

Физ. эквивалентность обоих способов была обнаружена с помощью теории преобразований Дирака — Йордана. Она имеет в основе математич. эквивалентность совокупности собственных ф-ций ур-ния Шредингера и набора базисных векторов представления матриц: оба эти множества суть частные примеры абстрактного гильбертова пространства.

Лит.: 1) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1961; 2) Френкель Я. И., Волновая механика, ч. 2, М.—Л., 1934; 3) Нейман фон И., Математические основания квантовой механики, [пер. с нем.], (в печати). В. П. Павлов.

**ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ** (в системах контроля и автоматики) — устройства для преобразования одних величин (входных) в другие (выходные сигналы), как правило, более удобные для последующего использования (напр., передачи на расстояние, усиления, дальнейшего преобразования). В отличие от энергетич. П. (силовых трансформаторов, генераторов, двигателей), от к-рых требуется высокий энергетич. кпд, данная группа П. должна в первую очередь осуществлять преобразование с минимальными потерями информации, содержащейся во входной величине.

Основные характеристики П.: вид функциональной связи между изменениями входной  $x$  и выходной  $y$  величин (статич. характеристика)  $y = f(x)$  (рис. 1); чувстви-

Рис. 1. Характеристики преобразователей: 1 — линейная; 2 — нелинейная; 3 — релейная.

тельность П. (коэфф. усиления, крутизна характеристики); погрешность преобразования — отклонение выходного сигнала от его номинального значения, определяемого по статич. характеристике для данного значения входной величины; порог чувствительности — минимальное изменение входной величины, вызывающее изменение выходного сигнала;

динамич. характеристика — зависимость чувствительности П. от скорости изменения входной величины  $x$  (от частоты синусоидального изменения  $x$ ). Наряду с П. с плавной статич. характеристикой, линейной или нелинейной (рис. 1), широко применяют *реле*, сигнализирующие скачкообразным изменением выходной величины о достижении входной величиной заданного значения  $x_{ср}$  (параметра срабатывания).

П. для непосредственного восприятия и преобразования величин, характеризующих к.-л. процесс, наз. первичными П., или датчиками. В качестве выходных сигналов датчиков (ГОСТ 9468—60, 9895—61) рекомендуются: постоянное напряжение 0—10 в, постоянный ток 0—5 ма, переменное напряжение 0—1 в, давление воздуха 0,2—1,0 кг/см<sup>2</sup>. Допускаются также сигналы низкого уровня, получаемые непосредственно от П. без усиления (напряжение постоянного тока 0—20 мв, 0—50 мв и т. д.). В дискретных системах применяются П. с частотным, времяимпульсным и цифровым выходными сигналами.

По структуре П. делятся на простые и сложные. Простые П. непосредственно преобразуют одни величины в другие. К ним относятся, напр., *термоэлемент* (преобразующий темп-ру в эдс постоянного тока), *пьезоэлектрический датчик* (механич. усилие — в эдс), *висмутовая спираль* (напряженность магнитного поля — в изменение омич. сопротивления), *емкостный датчик* (взаимное перемещение пластин конденсатора — в изменение емкости). См. также *Чувствительные элементы*.

Однако в большинстве случаев простые П. не удовлетворяют требованиям практики по виду или мощности выходного сигнала, закону преобразования, чувствительности, влиянию внешних факторов или др. параметрам. В этих случаях применяются сложные П., составленные по определенной схеме из неск. простых (звеньев) и осуществляющие ряд последоват. преобразований. Применяются след. схемы сложных П.

Каскадное (последовательное) соединение звеньев — выход предыдущего звена подключается к входу последующего. Пример — термопар с усилителем.

Дифференциальные П. — два одинаковых звена, выходные сигналы к-рых вычитаются (рис. 2, а). Преобразуемая величина подается на вход одного из звеньев или же обоих, но в противофазе, так, чтобы на выходе звеньев полезные сигналы складывались, а сигналы помехи, вызванные изменением внешних факторов (темп-ры, давления, колебаний напряжения питания и др.), вычитались. Дифференциальные схемы, помимо снижения погрешностей

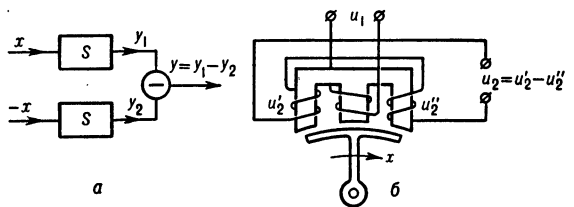


Рис. 2. Дифференциальный преобразователь: а — структурная схема; б — схема дифференциального трансформаторного преобразователя перемещения.  $u_1$  — напряжение питания;  $u_2$  — выходное напряжение.

преобразования, дают нек-рое спрямление характеристики П., а также в случае, напр., *индуктивного датчика* перемещения или трансформаторного П. (рис. 2, б) снижение величины измерит. усилия.

Логометрические П. по схеме аналогичны дифференциальным, но в них вместо вычитания сигналов  $y_1$  и  $y_2$  формируется их отношение  $y = y_1/y_2$ .



Такие П. позволяют освободиться от влияния колебаний внешних факторов во всем диапазоне изменения  $x$ .

Компенсационные П. (рис. 3, а). Входная величина  $x$  в таких П. непосредственно или после

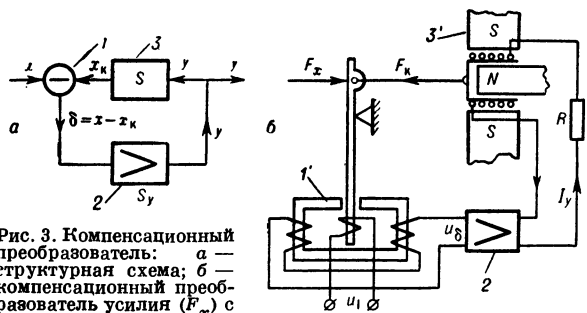


Рис. 3. Компенсационный преобразователь: а — структурная схема; б — компенсационный преобразователь усилия ( $F_x$ ) с токовым выходным сигналом. 1 — нулевой орган; 1' — трансформаторный преобразователь; 2 — усилитель; 3 — звено, вырабатывающее компенсирующее воздействие; 3' — магнитоэлектрич. преобразователь тока  $I_y$  в усилии  $F_K$ ;  $u_1$  — напряжение питания;  $u_2$  — напряжение рассогласования;  $R$  — сопротивление нагрузки.

предварит. преобразования компенсируется величиной  $x_K$ . Разность  $\delta = x - x_K$  поступает в цепь обратной связи, т. е. на усилитель (с коэфф. усиления  $S_y$ ) и звено 3 (с чувствительностью  $S$ ), вырабатывающее величину  $x_K$ . Связь между входной  $x$  и выходной  $y$  величинами определяется выражением  $y = [S_y / (1 + S_y S)] x$ . Если  $S_y \gg 1/S$ , то  $y \approx x/S$ . Преимущества компенсационного П.: малое потребление энергии на входе; большая мощность на выходе, определяемая только мощностью усилителя; линейность характеристики; высокая точность (т. к. колебания параметров усилителя и включенных с ним последовательно звеньев практически не вносят погрешностей). На рис. 3, б приведена схема компенсационного П. усилия с выходным сигналом постоянного тока. К компенсационным П. относятся мост автоматический и компенсатор автоматический.

Развертывающие П. осуществляют т. н. динамику компенсации величины  $x$ . Компенсирующая величина  $x_K$  периодически меняется по пилообразному закону в пределах от 0 до некоего максимума. Выходной величиной является интервал времени  $\Delta t$  (иногда угол поворота или др. величина), соответствующий изменению  $x_K$  от 0 до  $x$ . Развертывающие П. широко применяются для преобразования величин напряжения, давления и др. в цифровую форму (см. *Кодирующее устройство*, 2-й способ преобразования). Ниже рассмотрены примеры наиболее широко применяемых П.

П. перемещения и усилия используются как самостоят. устройства, а также как составные звенья более сложных П. др. величин — уровня, момента, давления и т. п.

Р е с т а т н ы е П. — переменные сопротивления, управляемые перемещением щетки; изготавливаются с линейной (с точностью до 0,05%) и нелинейной характеристиками на входные перемещения от 1—3 мм до десятков см и на углы поворота от неск. градусов до 15—20 оборотов. Недостаток — наличие скользящего контакта.

Т е н з о п р е о б р а з о в а т е л и — сопротивления из металлич. проволоки, фольги (константана) или полупроводника (кремния), растягиваемые внешней силой; величина сопротивления меняется пропорц. удлинению:  $\Delta R/R = S \Delta l/l$ , где  $S = 2,1$  для константана и доходит до  $\pm 120$  для полупроводников (знак зависит от содержания и состава микропримесей).

Тензопреобразователи, наклеиваемые на растягиваемую (изгибаемую) деталь (рис. 4, а), изготавливаются с длиной базы  $L = 1 - 100$  мм и сопротивлением 50—1000 ом. Для темп-рной компенсации пользуются дифференциальными (мостовыми) схемами. Минимальные темп-рные погрешности имеет П. типа рис. 4, в.

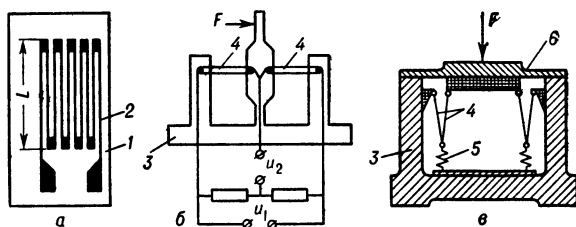


Рис. 4. Тензопреобразователи: а — фольговый наклеиваемый преобразователь; б — неклеиваемый преобразователь; в — преобразователь усилия с постоянным суммарным натяжением проволоки. 1 — основа (бумага или лаковая пленка); 2 — решетка из травленной фольги; 3 — корпус; 4 — тензопроволока (константан диаметром 30—50 мк); 5 — пружинки; 6 — упругая мембрана;  $u_1$  — напряжение питания;  $u_2$  — выходное напряжение;  $F$  — преобразуемое усилие.

Наибольшая допустимая деформация  $\Delta l/l$  обычно  $\leq 0,5\%$  для металлов и  $0,3\%$  для полупроводников. Тензопреобразователи применяются для исследования напряжений в конструкциях, для преобразования в электрич. величину прогибов упругих элементов при измерении сил давлений и др. величин; точность их  $0,3-1\%$ .

И н д у к т и в н ы е и т р а н с ф о р м а т о р н ы е П. перемещения широко распространены благодаря простоте, надежности и большому уровню выходного сигнала. В трансформаторном П. индуктивная связь между первичной и вторичной системами обмоток меняется при взаимном перемещении обмоток или перемещении ферромагнитного якоря относительно них. Конструктивно трансформаторные П. отличаются от индуктивных датчиков наличием дополнит. (первичной) обмотки (напр., рис. 2, б). В П. для больших перемещений (рис. 5) эдс, наводимая в обмотке 2 от потока первичной обмотки 4, прямо пропорциональна смещению  $x$  ярма 3 относительно центра. Обмотка 2 выполняется методом печатного монтажа на пластине 1. Точность преобразования  $0,1-0,2\%$ .

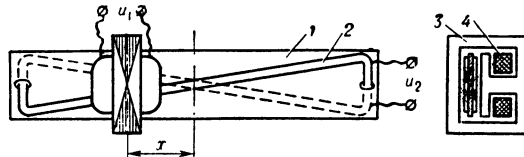


Рис. 5. Трансформаторный преобразователь больших линейных перемещений: 1 — изоляционная пластина; 2 — распределенная обмотка; 3 — магнитопровод; 4 — обмотка возбуждения;  $u_1$  — напряжение питания;  $u_2$  — выходное напряжение.

Магнитоупругий П. основан на изменении магнитной проницаемости  $\mu$  ферромагнитных материалов при механич. деформациях:  $\Delta \mu/\mu = S \Delta l/l = S \sigma$ , где  $\sigma$  — напряжение в материале. Величина  $S \sigma$  составляет 7—8  $\text{мм}^2/\text{кг}$  для трансформаторной стали и доходит до 100—200  $\text{мм}^2/\text{кг}$  для пермаллой. Недостаток — гистерезис, составляющий  $0,5-1\%$ . Подробнее см. *Магнитострикционные преобразователи*.

О п т и ч е с к и е П. перемещения включают источник света, фотозлемент и устройство, изменяющее интенсивность светового потока (напр., взаимно перемещающиеся диафрагмы или решетки, поворотные

зеркала, устройства для перемещения источника света и т. п.); их преимущество — отсутствие измерит. усилия и высокая чувствительность. В качестве П. перемещения широко применяются также *механотроны*, емкостные датчики, *пневматические реле*.

В цифровых системах контроля и автоматики используются П. с частотным и цифровым выходом. Пример частотного П. — струнный П. усилия, основанный на зависимости частоты собственных колебаний струны от ее натяжения. Точность такого П. с цифровым частотомером — до 0,1—0,01%. Недостаток его — нелинейность характеристики. В качестве ц и ф р о в о г о П. угла поворота используется кодирующий диск — изоляционный диск с нанесенной на него электропроводной маской определенной формы; с диском контактируют токосъемные щетки (5—17 шт.). Каждому положению диска соответствует определенная последовательность возбужденных щеток (контактирующих с электропроводной маской), выражающая в двоичном исчислении угол поворота (см. *Кодирующее устройство*).

**П. момента вращения.** Основной элемент — упругий вал, скручиваемый на угол, пропорциональный передаваемому моменту. Угол закручивания преобразуется в электрич. величину одним из рассмотренных выше методов, обычно оптическим (рис. 6, а), индуктивным или тензометрическим. На рис. 6, б показан

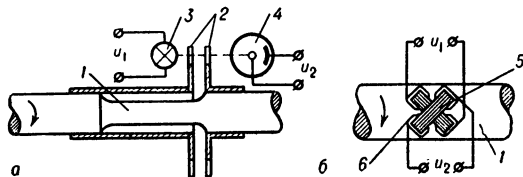


Рис. 6. Преобразователи момента вращения: а — оптический; б — магнитоупругий. 1 — рабочий участок вала; 2 — диски с прорезями; 3 — лампа; 4 — фотоэлемент; 5 — П-образный сердечник; 6 — обмотка;  $u_1$  — напряжение питания;  $u_2$  — выходное напряжение.

магнитоупругий П. момента. Два П-образных сердечника с обмотками (первичной и вторичной) располагаются около поверхности стального вала. При наличии скручивающих напряжений в вале нарушается изотропность его магнитных свойств и во вторичной обмотке наводится эдс.

**П. скорости** делятся на механические и электрические. В первых применяется элемент вязкого трения в виде воздушного, жидкостного или электрич. демфера. Относит. перемещение его элементов вызывает появление силы, пропорциональной скорости этого перемещения. Электрич. П. скорости основаны на законе индукции. Они содержат постоянный магнит и обмотку, перемещающиеся друг относительно друга. Эдс, наводимая в обмотке, пропорциональна скорости движения. П. этого типа, служащие для измерения скорости вращат. движения, наз. *тахометрами*.

**П. ускорений и амплитуды вибрационных колебаний** — см. *Акселерометр* и *Виброметр*.

**П. давления и перепада давления жидкостей и газов.** Эти величины преобразуются в изменение силы или перемещения с помощью жидкостных П. (U-образных трубок, колокольных систем и кольцевых весов) и упругих элементов (мембран, *сильфонов*, манометрич. трубок). Преобразуемые перепады давления лежат в пределах 0—760 мм рт. ст. (см. *Манометры*). В качестве П. перемещения упругого элемента в электрич. величину применяются индуктивные, дифференциально-трансформаторные, реостатные, а также контактные П. В сочетании с мембранами и манометрич. трубками успешно применяются наклеи-

ваемые проволочные и полупроводниковые тензопреобразователи. Для сверхвысоких давлений (5—10 тыс. кг/см<sup>2</sup> и более) применяются электрич. манометры с манганиновой спиралью, для малых давлений (0—1 мм рт. ст.) — *вакуумметры*, *ионизационные манометры*, *магнитные электрораарядные манометры*.

**П. расхода газов и жидкостей** — см. *Расходомер*.

**П. температуры.** Важнейшие физ. явления, на основе к-рых темп-ра преобразуется в механич. величины и электрич. сигналы: а) Расширение тел при нагревании; чувствительным элементом служит обычно биметаллич. пластина. б) Расширение газов или жидкостей при нагреве, испарение жидкостей. Макс. рабочая темп-ра для обеих групп П. 400—450° С. в) Изменение сопротивления металлов и полупроводников при нагреве (см. *Термометр сопротивления*, *Термистор*); темп-рный диапазон П. этой группы — от гелиевых темп-р (для полупроводниковых термометров из германия) до 750° С для платиновых термометров и до 1200° С и выше для спец. высокотемпературных термисторов. г) Появление термоэдс при нагреве спая двух проводников; для термопары платина-платинородий макс. темп-ра 1600° С. д) Изменение интенсивности излучения тел при нагреве (см. *Пирометр*).

Лит.: 1) Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1949; 2) Сотсков В. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, М.—Л., 1950; 3) Туричин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959; 4) Агейкин Д. И., Костин А. Е. Н., Кузнецова Н. Н., Датчики систем автоматического контроля и регулирования, М., 1959; 5) Ильинская Я. С., Полупроводниковые тензодатчики (Обзор зарубежной техники), М., 1962; 6) Куликowski Л. Ф., Индуктивные измерители перемещений, М.—Л., 1961.

Д. И. Авейкин.

### ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ —

датчики, интеграторы и другие элементы электронных и автоматич. устройств, основанные на электрохимич. явлениях. Существуют различные типы П. э.: датчики давления, ускорения, вибрации и др.; интеграторы, выпрямители, усилители и стабилизаторы тока; реле, генераторы колебаний, измерители шумов и т. п. Нек-рые типы П. э. в зарубежной литературе наз. *солио́нами* (Solion) от слов ions in solution (ионы в растворе).

Основной элемент любого П. э. — электролитич. ячейка, т. е. последовательно соединенная цепь из металлч. электродов и электролита. При прохождении тока через такую цепь на границах соприкосновения электродов с электролитом происходит обмен электронами между металлом и ионами электролита. Этот обмен может осуществляться только с помощью электрохимич. реакции, скорость к-рой пропорциональна силе тока во внешней цепи и зависит от величины и состояния поверхности электродов, состава и концентрации раствора, интенсивности движения жидкости, темп-ры и др. параметров. Под воздействием входного сигнала могут изменяться перечисленные выше параметры, от к-рых зависит скорость реакции, а следовательно, и сила тока во внешней цепи, т. е. величина выходного сигнала П. э. Этот принцип положен в основу большинства П. э.

Простейший П. э. — электрохимический *выпрямитель* — представляет собой электролитич. ячейку в виде небольшой ампулы, заполненной электролитом, содержащим КJ с небольшой добавкой J<sub>2</sub>. В ампуле расположены два электрода, отличающиеся друг от друга величиной рабочей площади. При подключении отрицат. полюса источника тока к малому электроду ток в цепи будет значительно меньше, чем при обратной полярности, т. е. наблюдается эффект *выпрямления*. В более сложном П. э. — электрохимич. реле — использованы явления, происходящие на электродах, *покрытых* полупроводниковыми окис-

ными пленками. Электрохимич. интеграторы основаны на изменении концентрации раствора или на явлении образования нерастворимого химического соединения на электродах в результате прохождения тока.

П. э. отличаются простотой устройства и электрич. схемы, малым потреблением тока, высокой чувствительностью (напр., регистрируется изменение давления на  $1 \text{ дин/см}^2$ ) и малой стоимостью. П. э. предназначены для работы в электроизмерит. аппаратуре, счетно-решающих устройствах, системах автоматики, управления и контроля, в области низких и инфранизких частот, где они предпочтительнее полупроводниковых приборов.

Лит.: 1) Н у г д Р. М., Л а н е Р. Н., «J. Electrochem. Soc.», 1957, в. 104, № 12, р. 727; 2) Р е е д Н. В. [а. о.], «Yale Scient. Mag.», 1958, в. 32, № 5, р. 13; 3) С т р и ж е в с к и й И. В., С о к о л о в Л. А., в кн.: Академия коммунального хозяйства им. К. Д. Памфилова. Сб. научных работ, вып. 4, М., 1960; 4) «Электроника», 1962, № 6 (США, рус. пер.).

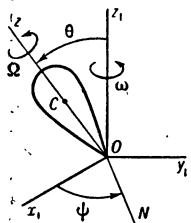
П. Д. Луковцев.

**ПРЕРЫВИСТАЯ ГЕНЕРАЦИЯ** — режим работы автоколебат. систем, при к-ром возбуждение колебаний и их срыв повторяются с периодом, определяемым параметрами системы. П. г. реализуется, напр., в ламповых генераторах гармонич. колебаний при достаточно большой величине сопротивления утечки сетки. В этом случае возможен режим, при к-ром после возбуждения колебания амплитуда напряжения в контуре быстро нарастает до значения, обеспечивающего зарядку емкости в цепи сетки сеточным током лампы; это приводит к увеличению отрицат. потенциала сетки до величины, при к-рой генерация срывается. После этого сеточная емкость разряжается через сопротивление утечки, отрицат. потенциал сетки уменьшается до величины, при к-рой вновь происходит возбуждение колебаний. П. г. иногда применяется в импульсной технике для формирования радиопульсов.

Лит.: 1) Р ж е в к и н С. Н., В в е д е н с к и й Б. А., «Телеграфия и телефония без проводов», 1921, № 11, с. 67; 2) Г о р е л и к Г., К у з о в к и н В., С е к е р с к а я Е., «Техника радио и слабого тока», 1932, № 11, с. 629.

**ПРЕЦЕССИЯ** — движение твердого тела, имеющего неподвижную точку  $O$ , к-рое определяется изменением угла прецессии  $\psi$  (см. *Эйлера углы*) и представляет собой вращение вокруг неподвижной оси  $Oz_1$  с угловой скоростью  $\Pi$ .  $\omega = \dot{\psi}$ . Наряду с П. тело совершает собственное вращение с угловой скоростью  $\Omega$  вокруг неизменно связанной с телом оси  $Oz$  (ось собств. вращения), а также нутационное движение, при к-ром происходит изменение угла нутации  $\theta = \angle z_1 O z$  (см. рис., где  $Ox_1 y_1 z_1$  — неподвижные оси, по отношению к к-рым движется тело,  $ON$  — прямая, перпендикулярная к плоскости  $z_1 O z$ , наз. линией узлов, и  $\psi = \angle x_1 O N$ ).

Если во все время движения  $\theta = \text{const}$  (нутация отсутствует) и величины  $\Omega$ ,  $\omega$  также остаются постоянными, то движение тела наз. *регулярной П.* Ось  $Oz$  описывает при этом вокруг оси П.  $Oz_1$  прямой круговой конус. Такую П. при произвольных начальных условиях совершает закрепленное в центре тяжести симметричное тело (гироскоп), на к-рое никакие силы, создающие момент относительно закрепленной точки, не действуют; осью П. в этом случае является неизменное направление кинетич. момента тела (см. *Момент количества движения*). Симметричное тело, закрепленное в произвольной точке его оси симметрии и находящееся под действием силы тяжести (тяжелый гироскоп или волчок), совершает при произвольных начальных условиях П. вокруг вертикальной оси,



сопровождающуюся нутационными колебаниями, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угловая скорость собств. вращения  $\Omega$ . Когда  $\Omega \gg \omega$ , видимое движение гироскопа мало отличается от регулярной П.: такую П., сопровождающуюся высокочастотными нутационными колебаниями малой амплитуды, наз. *псевдорегулярной П.* Угловая скорость псевдорегулярной П. тяжелого гироскопа приближенно определяется равенством  $\omega = Pa/I\Omega$ , где  $P$  — вес гироскопа,  $a$  — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести,  $I$  — момент инерции гироскопа относительно оси симметрии. Сопротивления вызывают затухание нутационных колебаний, и П. постепенно становится регулярной.

Движение широко применяемых в технике гироскопич. систем можно обычно также разложить на прецессионное движение, при к-ром углы, определяющие положение системы, изменяются медленно, но на достаточно большую величину, и на нутационные колебания с большой частотой и малой амплитудой; следовательно, эти движения носят характер псевдорегулярной П. Напр., гироскоп в кардановом подвесе, на к-рый начнет действовать пара с моментом  $M$ , направленным вдоль внешней оси подвеса, станет совершать псевдорегулярную П. вокруг его внутр. оси с угловой скоростью  $\omega \approx M/I\Omega$ . Вследствие малости амплитуд нутационных колебаний и особенно благодаря их быстрому затуханию из-за неизбежного наличия сопротивлений (трение в осях, сопротивление среды), основное влияние на характер работы большинства гироскопич. устройств оказывает их прецессионное движение. Для изучения его используют обычно т. н. элементарную (прецессионную) теорию гироскопич. явлений. См. *Гироскоп, Гироскопа уравнения движения, Нутация*.

С. М. Тарг.

П. в астрономии — медленное движение оси вращения Земли по круговому конусу, ось симметрии к-рого перпендикулярна к плоскости эклиптики. Период полного оборота оси вращения  $\approx 26000$  лет. На это движение земной оси накладываются нутационные колебания. Описанное движение земной оси обусловлено действием сил притяжения Солнца и Луны, равнодействующая к-рых вследствие экваториального утолщения Земли не проходит через ее центр масс. Поэтому силы тяготения эквивалентны нек-рой силе, приложенной к центру масс Земли, и паре, вызывающей П. и небольшую нутацию земной оси вокруг перпендикуляра к плоскости эклиптики.

**ПРЕЦИЗИОННЫЕ МЕТОДЫ СТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА** для определения периода кристаллич. решетки — видоизменение *Дебая — Шеррера метода*. Эти методы основаны на том, что относительная ошибка измерения межплоскостного расстояния  $\Delta d/d$  в кристалле пропорциональна  $\text{ctg } \phi$  ( $\phi$  — угол брэгговского отражения):  $\Delta d/d = -\text{ctg } \phi \Delta \phi$ . Из этого соотношения следует, что точность определения  $d$  максимальна при  $\phi$ , близких к  $90^\circ$ . Существует неск. П. м. с. а., отличающихся между собой геометрич. условиями съемки. Из них основными являются: метод Престона, основанный на фокусировке рентгеновских лучей по Брэггу и применяемый обычно для исследования порошков, и метод Закса — Вертса, позволяющий снимать рентгенограммы с объектов любой формы. См. также *Рентгеновский структурный анализ*.

**ПРИВЕДЕНИЕ СИЛ** — преобразование системы сил, приложенных к твердому телу, в другую, эквивалентную ей систему, в частности простейшую. В общем случае любая система сил при приведении к произвольному центру, наз. центром приведения, заменяется одной силой, равной геометрич. сумме (главному вектору) сил системы и приложенной в центре приведения, и одной парой сил с моментом, рав-

ным геометрич. сумме моментов (главному моменту) всех сил относительно центра приведения.

**ПРИВЕДЕННАЯ МАССА** — условная характеристика распределения масс в движущейся механич. или смешанной (напр., электромеханической) системе, зависящая от физ. параметров системы (масс, моментов инерции, индуктивности и т. д.) и от закона ее движения. В простейших случаях П. м.  $\mu$  определяют из равенства  $T = \frac{1}{2}\mu v^2$ , где  $T$  — кинетич. энергия системы,  $v$  — скорость нек-рой характерной точки, к к-рой приводится масса системы. Напр., для тела, совершающего плоско-параллельное движение, при приведении к его центру масс  $C$  будет  $\mu = [1 + (\rho_c/h_c)^2]m$ , где  $m$  — масса тела,  $\rho_c$  — радиус инерции относительно оси, перпендикулярной к плоскости движения и проходящей через центр  $C$ ,  $h_c$  — расстояние от центра масс до мгновенной оси вращения (в общем случае величина переменная). Обобщением понятия П. м. являются т. н. коэфф. инерции  $a_{ik}$  в выражении кинетич. энергии системы, положение к-рой определяется  $s$  обобщенными координатами  $q_i$ :

$$2T = \sum_{i, k=1}^s a_{ik} \dot{q}_i \dot{q}_k,$$

где  $\dot{q}_i, \dot{q}_k$  — обобщенные скорости,  $a_{ik}$  — ф-ции обобщенных координат. *С. М. Тара.*

**ПРИВЕДЕННОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ** — термодинамич. ур-ние состояния  $F(p, V, T) = 0$  ( $p$  — давление,  $V$  — объем,  $T$  — темп-ра системы), записанное относительно безразмерных величин, определенных в масштабе критич. значений  $p_{кр}, V_{кр}, T_{кр}$  — приведенного давления  $\pi$ , объема  $\varphi$  и темп-ры  $\tau$ :  $\pi = p/p_{кр}, \varphi = V/V_{кр}, \tau = T/T_{кр}$ . Такая запись имеет смысл для ур-ний  $F(p, V, T) = 0$ , к-рые хотя бы качественно описывают возможные двухфазные состояния системы (газ — жидкость), т. е., когда совместное решение ур-ний

$$p = p(V, T), \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = 0, \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_T = 0$$

определяет конечные величины критич. значений  $p_{кр}, V_{кр}, T_{кр}$ . Если такое ур-ние включает не более трех параметров, принимающих определенные значения для каждой конкретной физ. системы, то П. у. с. вообще их не содержит и является универсальным. Использование приведенных координат удобно потому, что ряд систем, подчиняющихся ур-ниям состояния к.-л. одного типа, имеет одинаковые характеристики (напр., одно и то же семейство изотерм, одну и ту же кривую инверсии, определяющую знак эффекта Томсона, и т. д.). Напр.: 1) ур-ние Ван-дер-Ваальса в обычных и приведенных координатах имеет вид

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \text{ и } \left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)\left(\varphi - \frac{1}{3}\right) = sT,$$

где  $s$  — т. н. критич. параметр:  $s = RT_{кр}/p_{кр}V_{кр} = 8/3$ ; 2) ур-ние Дитеричи ( $n = 1, 2, 7$ ):

$$p(V - b) = RT \exp(-a/RT^n V);$$

$$\pi\left(\varphi - \frac{1}{2}\right) = s\tau \exp(-2/\tau^n \varphi),$$

где  $s = \frac{1}{2}e^2$ .

*Лит.:* 1) Базаров И. П., Термодинамика, М., 1961; 2) Вукалович М. П., Новиков И. И., Уравнение состояния реальных газов, М.—Л., 1948. *И. А. Квасников.*

**ПРИВОД** — устройство для приведения в движение различных машин и механизмов. В общем случае П. состоит из трех основных частей: двигателя, механич. передач, связывающих двигатель с приводимой машиной, и устройств управления. По виду энергии различают П. электрический, гидравлический, пневматический. Применяются и комбинированные си-

стемы, чаще всего с гидравлич. или пневматич. двигателем и электрич. управлением.

П. могут выполнять две основные ф-ции: 1) ф-цию преобразования энергии в механическую, — с и л о в ы е П.; 2) ф-цию управления, состоящую в пере-мещении к.-л. элементов и механизмов управления, в частности регулирующих органов автоматич. регуляторов, — такие П. наз. с е р в о п р и о д а м и (реже сервомоторами, сервомеханизмами). Часто ф-ции 1) и 2) совмещаются. Наиболее совершенная форма электрич. управления машинами — управляющие логич. и вычислит. машины.

По способу управления пуском, остановкой и изменением скорости различают П. с разомкнутой и замкнутой цепями. В последних заданные значения скорости, угла и др. величин сопоставляются с текущими их значениями, доставляемыми цепью *обратной связи*, и полученный сигнал управления через усилитель воздействует на управляемый параметр движения. К П. с обратной связью по скорости и углу относятся следующие П.

*Лит.:* 1) Андреев В. П., Сабинин Ю. А., Основы электропривода, 2 изд., М., 1963; 2) Гейлер Л. Б., Электропривод в тяжелом машиностроении, М., 1958; 3) Иосифьян А. Г., Каган В. М., Основы следящего привода, М.—Л., 1954; 4) Основы автоматического регулирования, под ред. В. В. Солодовникова, т. 2, ч. 1, М., 1959; 5) Башта Т. М., Гидравлические следящие приводы, М.—Киев, 1960; 6) Бержанов Б. Н., Пневматические механизмы, М.—Л., 1957; 7) Холзунов А. Г., Основы расчета пневматических приводов, М.—Л., 1959. *А. А. Булаков.*

**ПРИГОЖИНА ТЕОРЕМА** — теорема термодинамики *необратимых процессов*, согласно к-рой при данных внешних условиях, препятствующих достижению равновесного состояния, стационарное состояние системы соответствует минимальному производству энтропии  $\sigma$ . Если таких препятствий нет, то  $\sigma$  достигает своего абс. минимума — нуля. П. т. справедлива, если кинетич. коэффициенты  $L_{ik}$  постоянны. Доказана И. Пригожиным в 1947 г. из соотношений взаимности Онсагера (см. *Онсагера теорема*).

Если система описывается  $n$  независимыми термодинамич. силами  $X_1, X_2, \dots, X_m, \dots, X_n$ , причем  $m$  из них  $X_1, X_2, \dots, X_m$  поддерживаются постоянными, а  $\sigma$  минимально, то, согласно П. т., потоки  $J_{m+1}, \dots, J_n$  равны нулю [2]. Действительно,

$$\sigma = \sum_{ik} L_{ik} X_i X_k; \quad (1)$$

если силы  $X_1, \dots, X_m$  постоянны, то минимум  $\sigma$  соответствует условию  $\partial\sigma/\partial X_i = 0$  (при  $i = m + 1, \dots, n$ ), откуда

$$J_i = \frac{1}{2} \frac{\partial\sigma}{\partial X_i} = \sum_k L_{ik} X_k = 0 \text{ (при } i = m + 1, \dots, n). \quad (2)$$

Обратно, из (2) следует минимальность  $\sigma$ , т. к.  $L_{ik} > 0$ .

В общем случае для непрерывной системы потоки и силы переменны в пространстве, т. е. зависят от точки  $x$ , и нужно рассматривать полное производство энтропии

$$P = \int \sigma(x) dV = \sum_{ik} \int L_{ik} X_i(x) X_k(x) dV, \quad (3)$$

где интегрирование ведется по объему  $V$  системы. П. т. утверждает, что в стационарном состоянии  $P$  минимально; коэфф.  $L_{ik}$  предполагаются постоянными [1]. Если  $L_{ik}$  не постоянны, то  $P$ , вообще говоря, не минимально.

Исходное выражение (1) приближенное, в связи с этим П. т. рассматривалась методами статистич. механики для определенных моделей. Для простой модели системы, находящейся в контакте с термостатом и состоящей из  $N$  невзаимодействующих частиц, каждая из к-рых может находиться в одном из двух энергетич. состояний, а также способна поглощать и испускать монохроматич. излучение, было показано,

что даже для состояний, далеких от равновесного, состояние с минимальным  $\sigma$  может очень мало отличаться от стационарного [5].

В термодинамике необратимых процессов П. т. наз. также утверждение, что для состояния механич. равновесия в выражении

$$\sigma_D = -\frac{1}{T} \sum_k \rho_k (v_k - v) \{(\text{grad } \mu_k)_T - F_k\} \quad (4)$$

можно заменить  $v$  на произвольную скорость  $v_a$  и при этом производство энтропии, связанное с диффузией,  $\sigma_D$  не изменится ( $T$  — темп-ра,  $\rho_k$ ,  $v_k$  и  $\mu_k$  — плотность, скорость и хим. потенциал компонента  $k$ ,  $F_k$  — сила, действующая на единицу массы,  $v$  — массовая скорость). Эта теорема следует из условия механич. равновесия с учетом Гиббса — Дюгема уравнения [1].

Лит.: 1) Гроот С. Р. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; 2—5) см. лит. при ст. *Необратимые процессы*, №№1—4. Д. Н. Зубарев.

**ПРИЕМНИКИ ЗВУКА** — акустич. приборы для восприятия звуковых сигналов и преобразования их с целью измерения, передачи, воспроизведения, записи или анализа. Наиболее распространены П. з., преобразующие акустич. сигналы в электрические (см. *Электроакустические преобразователи*). К ним относятся применяемые в воздухе *микрофоны*, в воде — *гидрофоны*, в грунте — *геофоны*. Важнейшие характеристики таких П. з.: чувствительность, представляющая отношение электрич. сигнала (напряжения, тока) к акустическому (напр., звуковому давлению); частотная характеристика; собственное электрич. сопротивление. По условиям приема звука различают: точечные П. з., приемники градиента, П. з. больших размеров и *зонды акустические*.

Наряду с П. з., к-рые дают электрич. сигнал, воспроизводящий изменения во времени соответствующего акустич. сигнала (давления, колебат. скорости), существуют также П. з., измеряющие усредненные характеристики звуковой волны. К ним относятся, напр., *диск Рэлея*, *радиометры*; в ультразвуковом диапазоне пользуются заключенными в звукопоглощающую оболочку термоэлементами, эдс к-рых пропорциональна интенсивности ультразвука. В качестве П. з. можно рассматривать и органы слуха животных и человека, производящие преобразование акустич. сигналов в нервные импульсы, передаваемые в мозговые центры (см. *Ухо*).

Соотношение между размерами П. з. и длиной звуковой волны определяет дифракцию звуковых волн в месте приема, благодаря к-рой действующее на П. з. звуковое давление отличается от давления в свободной волне. В измерит. П. з. это искажение учитывается введением поправки на свободное поле, к-рую наз. коэфф. дифракции. Дифракция звуковых волн вблизи П. з., а следовательно, коэфф. дифракции и чувствительность П. з. зависят от его ориентации относительно направления распространения волн. Эту зависимость обычно представляют в виде диаграммы *направленности* для ряда высоких частот, при к-рых дифракция и направленность приема значительны.

И. Г. Русаков.

**ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ** — приборы для обнаружения и измерения электромагнитного излучения оптич. диапазона, основанные на преобразовании энергии излучения в др. ее виды. По принципу действия П. и. подразделяются на: *тепловые* (в них поглощение электромагн. излучения приводит к нагреванию приемного элемента); *фотоэлектрические явления*: *фотохимические*, в к-рых под действием электромагнитного излучения происходят к.-л. фотохимич. реакции; *визуальные*, основанные на физиологич. действия излучения (см.

*Глаз*). К П. и. можно отнести также приборы, преобразующие электромагн. излучение одной длины волны в излучение др. длины волны, к-рое в дальнейшем измеряется обычным П. и. с преобразованием этого излучения в др. виды энергии; основанные на тушении и возбуждении *фосфоресценции* (вспышечные фосфоры) под действием *инфракрасного излучения* и др.

П. и. характеризуются след. параметрами. **Порог чувствительности** — минимальный *поток излучения*, к-рый может быть обнаружен П. и. Существование порога обусловлено шумами приемника. Обычно порогом чувствительности наз. поток излучения  $\Phi_{\min}$ , к-рый вызывает на выходе П. и. сигнал, равный среднему квадратичному значению собственных шумов приемника. Поскольку собств. шумы приемников имеют широкий частотный спектр, то при определении порога чувствительности его относят к единичному интервалу частот (1 гц). Величину  $\Phi_{\min}$  выражают в *вт* (или *лм* для видимой области спектра).

**Коэффициент преобразования**, или чувствительность,  $S$  — коэфф., связывающий поток излучения  $\Phi$ , падающий на П. и., с величиной сигнала  $V$ , возникающего на выходе П. и.:  $V = S\Phi$ . Если  $\Phi$  — полный поток излучения, то  $S$  наз. интегральным коэфф. преобразования, или просто чувствительностью; если же  $\Phi(\lambda)$  — поток монохроматич. излучения длины волны  $\lambda$ , то  $S(\lambda)$  наз. спектральным коэфф. преобразования, или спектральной чувствительностью. Величины  $S$  и  $S'(\lambda)$  определяются природой вещества приемного элемента П. и., характером взаимодействия излучения с веществом и конструкцией П. и. При практич. применении П. и. большое значение имеет сохранение линейной связи  $V = S\Phi$  в широком диапазоне мощностей  $\Phi$ , т. е. независимость  $S$  от  $\Phi$ . Однако у многих видов П. и. эта линейная связь соблюдается лишь в ограниченном диапазоне  $\Phi$ , а для нек-рых видов П. и., напр. фотоэмульсии, характер связи между  $\Phi$  и  $V$  более сложный. В большинстве практически используемых П. и., в т. ч. и тепловых, на выходе П. и., в конечном счете, возникает электрич. сигнал и поэтому величину  $S$  выражают в *вт/лм* или *мкв/лм*. Поскольку  $S$  зависит от спектрального состава излучения источника, то для сравнения различных П. и. необходимо применять стандартные источники света. Так, для П. и. инфракрасной области спектра применяют искусств. абсолютно черное тело с темп-рой 100 или 300° С, а для П. и. видимой области спектра — вольфрамовую лампу накаливания с *цветовой температурой* 2854° К (стандартный источник типа А).

**Постоянная времени**  $\tau_a$  — время, в течение к-рого сигнал, возникающий в П. и., достигает значения  $V = \alpha V_{\text{ст}}$ , где  $V_{\text{ст}}$  — стационарное значение сигнала, устанавливающегося при длительном облучении с постоянной мощностью (рис. 1). Величина  $\alpha$  разными авторами принимается равной 0,5; 0,63; 0,90;  $\tau_a$  выражают в секундах. Существование  $\tau_a$  связано с инерционностью П. и., обусловленной возникновением в П. и. при его облучении разнообразных процессов, в результате действия к-рых сигнал увеличивается постепенно, стремясь к стационарному значению. Если время воздействия излучения на приемник  $\theta$  (рис. 2) меньше  $\tau_a$ , то величина возникающего сигнала будет небольшой ( $V < V_{\text{ст}}$ ) и сигнал по форме будет значительно отличаться от временной зависимости

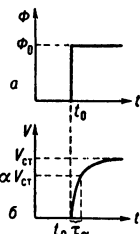


Рис. 1. К определению постоянной времени  $\tau_a$ : а — зависимость потока излучения  $\Phi_0$ , падающего на приемник, от времени  $t$  ( $t_0$  — начало облучения); б — зависимость сигнала от времени.

потока, падающего на П. и. (рис. 2, а). Если же  $\theta > \tau_a$ , то  $V \approx V_{ст}$  и сигнал по форме близок к форме изменения потока по времени (рис. 2, б). Поэтому инерционность П. и. также характеризуют частотной зависимостью величины сигнала от частоты модуляции потока излучения. При измерении потоков излучения, изменяющихся во времени, необходимо, чтобы  $\tau_a$  П. и. было меньше времени, в течение к-рого величина потока заметно изменяется.

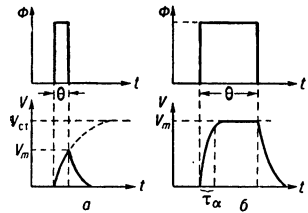


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала  $V_m$  от времени;  $\theta$  — длительность импульса потока  $\Phi$ : а)  $\theta < \tau_a$ ,  $V_m < V_{ст}$ ; б)  $\theta > \tau_a$ ,  $V_m \approx V_{ст}$ .

площадки П. и. от  $\lambda$ . Практически удается изготовить тепловые П. и., пригодные для измерения излучений от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной области спектра.

При поглощении излучения приемным элементом его темп-ра  $T_3$  сначала повышается, но одновременно возрастают и тепловые потери, т. к.  $T_3 > T_0$  — температуры окружающей среды. В результате рост  $T_3$  постепенно замедляется. Расчет показывает, что повышение температуры приемного элемента  $\Delta T = T_3 - T_0$  будет изменяться во времени по закону

$$\Delta T = (e'\Phi/\kappa) [1 - \exp(-\kappa t/c)],$$

где  $t$  — время,  $e'$  — коэфф. поглощения приемной площадки элемента,  $c$  — теплоемкость приемного элемента,  $\kappa$  — константа потерь (константа охлаждения):  $\kappa = 4\sigma e''qT_0^3 + P$ . Первый член  $\kappa$  определяет потери на обратное излучение ( $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $q$  — площадь приемной площадки,  $e''$  — ее излучат. способность); второй член  $P$  определяет потери через теплопроводность, конвекцию и др.

Зависимость  $\Delta T$  от времени изображена на рис. 1, б. При  $t \rightarrow \infty$ ,  $\Delta T \rightarrow \Delta T_{ст} = e'\Phi/\kappa$ . Линейная связь между  $\Delta T_{ст}$  (сигналом) и  $\Phi$  выполняется в широком диапазоне мощностей, в этом большое преимущество тепловых П. и.

При условии  $\Delta T = 0,9 \Delta T_{ст}$  постоянная времени  $\tau_a = 2,3 c/\kappa$ . Если для простоты принять, что шумы теплового приемника определяются только флуктуациями темп-ры, т. е.  $(\Delta T)^2 = kT^2/c$  ( $k$  — постоянная Больцмана), то, приравнявая  $\Delta T_{ст} = \sqrt{(\Delta T)^2}$ , получим для  $\Phi_{min}$  выражение:  $\Phi_{min} = (T_0\kappa/e')\sqrt{k/c}$  или, выражая  $c$  через  $\tau_a$ ,

$$\Phi_{min} = (T_0/e')\sqrt{2,3k\kappa/\tau_a} = (T_0/e')\sqrt{2,3k(4\sigma T_0^3qe'' + P)/\tau_a}.$$

Из ф-лы следует, что для уменьшения  $\Phi_{min}$  необходимо: а) пользоваться приемными поверхностями малых размеров ( $\Phi_{min} \sim \sqrt{q}$ ); б) работать при низких темп-рах ( $\Phi_{min} \sim T^{3/2}$ ); в) уменьшать тепловые потери П. и. ( $P \rightarrow 0$ ); г) применять П. и. с большими  $\tau_a$ ; д) выбирать приемные площадки с большим коэфф. поглощения ( $e' \rightarrow 1$ ). К выполнению этих соотношений стремятся при разработке конкретных типов тепловых П. и. Так, обычно  $q \sim 1 \text{ мм}^2$ ; дальнейшее

уменьшение  $q$  ограничивается невозможностью создать такую оптич. систему, к-рая позволяла бы сконцентрировать поток излучения на площадке меньших размеров.

В реальных П. и. уровень шумов определяется также флуктуациями тока (токовыми шумами), величина к-рых обычно больше тепловых шумов, и др. причинами. Лучшие тепловые П. и. позволяют обнаруживать  $\Delta T_{ст} \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ град}$  и имеют  $\Phi_{min} \sim 10^{-10} - 10^{-11} \text{ вт}$ .

Существует большое число разнообразных типов тепловых П. и.: 1) приемники, в к-рых поглощенная энергия непосредственно преобразуется в механич. работу регистрирующего устройства: радиометры (см. Радиометрический эффект); пневматические или оптико-акустические приемники (у этих типов П. и. повышение  $T$ , а следовательно, и давления газа приводит к изгибу диафрагмы). 2) Приемники, у к-рых повышение  $T$  приводит к возникновению электр. сигнала: термоэлементы, термостолбики. 3) Приемники, у к-рых повышение  $T$  изменяет физич. свойства приемных элементов, а эти изменения тем или иным методом регистрируются (напр., различные болометры).

Для абс. измерений энергии излучения оптич. генераторов (лазеров) стали широко применяться калориметры, представляющие собой тонкостенную полость с небольшим отверстием, через к-рое внутрь попадает измеряемый поток. Измеряя термопарой повышение  $T$  стенок полости и зная ее теплоемкость, определяют энергию излучения.

По своей чувствительности тепловые П. и. уступают фотоэлектрическим, фотоэмульсии и глазу. Их  $\tau_a$  обычно значительно больше  $\tau_a$  фотоэлектрич. П. и.

Фотоэлектрические приемники селективны, их действие зависит от величины энергии  $h\nu$  поглощенного кванта ( $h$  — Планка постоянная,  $\nu$  — частота). Спектральная область чувствительности фотоэлектрич. П. и. определяется природой вещества приемника; для них характерно наличие длинноволновой границы чувствительности: кванты, энергии которых  $h\nu < E_0$ , оказываются неэффективными. Величина  $E_0$  определяется природой материала П. и. и изменяется в очень широких пределах (см. Инфракрасное излучение). К фотоэлектрич. приемникам относятся: различного рода фотоэлементы [с внешним фотоэффектом, с внутр. фотоэффектом (или фотосопротивлением), с запирающим слоем (или вентильные фотоэлементы)], фотодиоды; фотоэлектрич. катоды электронно-оптических преобразователей; счетчики фотонов.

В вакуумных фотоэлементах с внешним фотоэффектом ток  $I_\phi$  пропорционален потоку излучения,  $I_\phi = S(\lambda)\Phi(\lambda)$  в том случае, если все вылетающие из фотокатода электроны попадают на анод, но во многих фотоэлементах такая линейная зависимость соблюдается лишь при малых потоках.  $\tau_a$  у вакуумных фотоэлементов мала ( $10^{-8} - 10^{-9} \text{ сек}$ ). Мал обычно и фототок ( $\sim 10^{-6} \text{ а}$ ), для его увеличения баллон наполняют инертным газом при низком давлении (т. н. газонаполненные фотоэлементы); у газонаполненных фотоэлементов  $\tau_a$  значительно больше, чем у вакуумных, но они еще менее линейны (см. табл.).

Другой прием увеличения фототока основан на вторичной электронной эмиссии и реализован в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ).  $\tau_a$  у ФЭУ такая же, как у вакуумных фотоэлементов. Коэфф.  $S$  ФЭУ может быть сделан очень большим (см. табл.). Фотоэлементы с внешним фотоэффектом в зависимости от природы фотокатода, определяющей их спектральную чувствительность, применяются в диапазоне от ультрафиолетовой области спектра до  $\lambda = 1,2 \text{ мкм}$ .



Сравнительная таблица основных характеристик приемников излучения (практически достигнутые результаты в лучших образцах при различных условиях измерения).

Тип приемника излучения	Порог чувствительности	Кэфф. преобразования	Постоянная времени $\tau_a$ (сек)	Спектральная область применения
Тепловые приемники Термоэлементы, болометры металлич. Сверхпроводящий болометр при $T=4^\circ\text{K}$ Болометры полупроводниковые . . . . . Оптико-акустический приемник . . . . .	$10^{-9}$ — $10^{-10}$ <i>вт</i> $5 \cdot 10^{-12}$ <i>вт</i> $10^{-8}$ — $10^{-9}$ <i>вт</i> $\sim 10^{-10}$ <i>вт</i>	$1$ — $30$ <i>в/вт</i> $\sim 20$ <i>в/вт</i> $10^2$ — $10^3$ <i>в/вт</i> $\sim 10^5$ <i>в/вт</i>	$10$ — $10^{-2}$ $10^{-2}$ $10^{-2}$ — $10^{-3}$ $10^{-3}$	} От ультрафиолета до далекой инфракрасной области спектра
Фотоэлектрич. приемники Вакуумный фотоэлемент . . . . . Газонаполненный фотоэлемент . . . . . Фотоумножитель . . . . .	$\sim 10^{-7}$ <i>лм</i> $\sim 10^{-6}$ <i>лм</i> $10^{-9}$ — $10^{-12}$ <i>лм</i> ( $10^{-12}$ — $10^{-15}$ <i>вт</i> )	$30$ — $100$ <i>мка/лм</i> $100$ — $250$ <i>мка/лм</i> $10^6$ — $10^7$ <i>мка/лм</i>	$10^{-8}$ — $10^{-9}$ $10^{-5}$ — $10^{-6}$ $10^{-8}$ — $10^{-9}$	
Фотоспротивление при $T=300^\circ\text{K}$ . . . . . при $T = 77^\circ\text{K}$ . . . . . Фотоэлементы с запирающим слоем . . . . .	$10^{-8}$ — $10^{-9}$ <i>вт</i> до $10^{-11}$ <i>вт</i> $\sim 10^{-4}$ <i>лм</i>	$1$ — $10^3$ <i>в/вт</i> $1$ — $10^3$ <i>в/вт</i> $10^2$ — $10^4$ <i>мка/лм</i>	$10^{-4}$ — $10^{-7}$ $10^{-3}$	} Видимая и ближняя инфракрасная области до $\lambda=1,3$ <i>мкм</i> Видимая и ближняя инфракрасная области Ультрафиолет и мягкий рентген
Фотодиоды . . . . .	$2$ — $6 \cdot 10^{-10}$ <i>вт</i>	до $25$ <i>в/вт</i>	$10^{-8}$	
Счетчики фотонов . . . . . Глаз человека (при полной адаптации) . . . . . Радиотехнич. приемники . . . . .	$10^{-17}$ <i>вт/сек</i> $10^{-16}$ — $10^{-17}$ <i>вт/сек</i> до $10^{-17}$ <i>вт</i>			} Видимая область

У фотоспротивлений величины  $\tau_a$  и  $S$  сильно различаются (см. табл., а также *Инфракрасное излучение*). Фотоэлементы с внутр. фотоэффектом применяются гл. обр. в ближней и средней инфракрасной областях спектра ( $\lambda \sim 0,74$ — $50$  *мкм*). В фотоэлементах с запирающим слоем  $\tau_a$  относительно велика (см. табл.); линейность у них выполняется лишь в малом диапазоне мощностей. Применяются в видимой и ближней инфракрасной областях спектра ( $\lambda \sim 0,4$ — $2,5$  *мкм*). Счетчики фотонов применяют гл. обр. в ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра.

По сравнению с рассмотренными типами П. и. радиоприемные устройства, применяемые в диапазоне от километровых до миллиметровых длин волн, обладают чувствительностью на много порядков более высокой, что объясняется их значительно большей селективностью.

Фотографические пластинки, в отличие от тепловых и фотоэлектрич. П. и., суммируют фотохимич. действие излучения. При этом оптич. плотность изображения определяется не количеством освещения  $H = Et$ , а величиной  $Et^p$ , где  $p$  — т. н. постоянная Шварцшильда, зависящая от  $E$  и  $t$  (см. *Невозможности явления*). Между оптич. плотностью и величиной  $Et^p$  не существует простой линейной зависимости и поэтому при количеств. измерениях применяют методы фотографич. *фотометрии*.

Глаз — селективный П. и., чувствительный к излучению с  $\lambda \sim 0,4$ — $0,8$  *мкм* при макс. чувствительности для  $\lambda = 0,555$  *мкм* (см. *Зрение, Видности кривая*). Хорошо адаптированный глаз человека способен обнаружить излучение мощностью  $2 \cdot 10^{-17}$  *вт/сек*, что соответствует  $\sim 50$  квантам в 1 сек. В промежуток времени  $\sim 0,1$  сек глаз способен реагировать на еще меньшее число квантов (5—7).

Лит.: 1) Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, пер. с англ., М., 1959; 2) Волосов Д. С., Цивкин М. В., Теория и расчет светоптических систем проекционных приборов, М., 1960, гл. 2; 3) Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы, М.—Л., 1948; 4) Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М., Электронные умножители, М., 1954; 5) Полупроводники в науке и технике, т. 1, М.—Л., 1957.

В. И. Малышев.

**ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ЛАМПЫ** — широкий класс электронных ламп (от *триода* до *октода*), применяемых как в радиоприемных устройствах, так и в других устройствах радиоэлектроники: усилителях, детекторах, модуляторах, спусковых схемах

и т. д. Термин «П.-у. л.» охватывает почти все электронные лампы, кроме *диодов*, мощных генераторных ламп и спец. ламп СВЧ (см. *Электронные лампы*).

**ПРИЗЕМНЫЙ СЛОЙ** атмосферы — нижняя часть пограничного слоя атмосферы толщиной в несколько *м*, в к-рой наиболее сильно проявляется влияние подстилающей поверхности и турбулентная вязкость во много раз превосходит величину горизонтального барич. градиента и отклоняющую силу вращения Земли. Внутри П. с. вертикальные турбулентные потоки тепла, количества движения и водяного пара не меняются с высотой  $z$ , а кэфф. турбулентности  $k$  растет с увеличением высоты прилб. по показателю закону  $k = k_1 z^{1-\alpha}$ , где  $-0,5 < \alpha \leq 0,5$ , причем  $\alpha > 0$  при устойчивой,  $\alpha = 0$  при безразличной и  $\alpha < 0$  при неустойчивой *стратификации атмосферы*,  $k_1$  — кэфф. турбулентности на нек-рой фиксированной высоте  $z_1$ . Направление ветра в П. с. с высотой не меняется, а скорость  $v$  растет с  $z$ :

$$v = v_1 \frac{z^\alpha - z_0^\alpha}{z_1^\alpha - z_0^\alpha},$$

где  $z_0$  — уровень шероховатости, т. е. высота, на к-рой скорость обращается в нуль,  $v_1$  — скорость ветра на уровне  $z_1$  ( $z_0 < z_1 < z$ ). Темп-ра воздуха в П. с. меняется с высотой прилб. по логарифмич. закону. Абс. величины вертикальных градиентов темп-ры, скорости ветра и влажности в П. с. в среднем в десятки и сотни раз больше, чем в свободной атмосфере. Из-за большой горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности в П. с. весьма велики также горизонтальные градиенты всех метеоэлементов, за исключением давления.

Лит. см. при ст. *Пограничный слой атмосферы*.

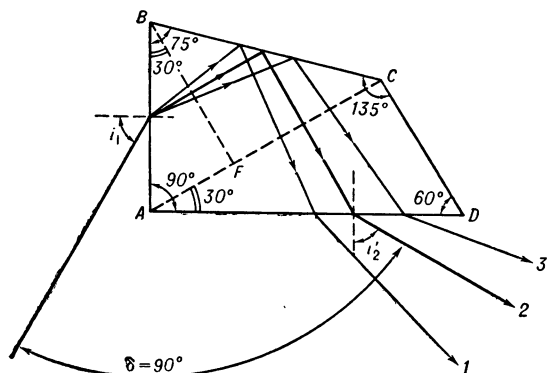
С. М. Шметер.

**ПРИЗМА ОПТИЧЕСКАЯ** — тело из прозрачного вещества, ограниченное двумя непараллельными плоскостями, на к-рых происходит преломление лучей, проходящих сквозь П. о. В П. о. могут быть и др. поверхности, ограничивающие ее размеры или отклоняющие лучи, отражающиеся от них. П. о. подразделяются на *спектральные призмы* (или *дисперсионные призмы*), в к-рых используется явление дисперсии света и к-рые применяются в *призмённых спектральных приборах*, и *отражательные призмы*, к-рые применяются в оптич. системах для изменения направления хода лучей. К П. о. можно также отнести *поляризационные призмы*.

**ПРИЗМА ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ** — см. *Отражательная призма.*

**ПРИЗМА ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ** — см. *Отражательная призма.*

**ПРИЗМА ПОСТОЯННОГО ОТКЛОНЕНИЯ** — сложная *спектральная призма*, в к-рой луч, проходящий призму, в положении минимума отклонения отклоняется на один и тот же постоянный угол. Наиболее часто применяется П. п. о. Аббе с углом отклонения  $90^\circ$  (см. рис.), к-рая по своему действию эквивалентна двум трехгранным дисперсионным призмам  $ABF$  и  $CAD$  с преломляющими углами  $30^\circ$  и



одной поворотной призмой  $BFC$  полного внутр. отражения. Луч 2 проходит призму П. п. о. в положении минимума отклонения; для него угол падения  $i_1$  равен углу выхода  $i_2$ . При др. значениях  $i_1$  условие минимума отклонения ( $\delta = 90^\circ$ ) будет осуществляться для др. лучей. Лучи 1 и 3 проходят призму вне минимума отклонения — их углы отклонения не равны  $90^\circ$ . Луч 1 имеет большую длину волны, чем луч 2, а луч 3 — меньшую, чем луч 2. Часто П. п. о. Аббе изготовляют не из одного куска (см. рис. 2 в ст. *Дисперсионные призмы*), а склеивают из трех соответствующих призм. П. п. о. наиболее широко применяются в *монохроматорах*, а также в *спектрографах* в комбинации с обычными трехгранными спектральными призмами.

**ПРИЗМА ПРЯМОГО ЗРЕНИЯ** — сложная *спектральная призма*, состоящая из трех или пяти чередующихся трехгранных призм из крона и флинта (см. *Амичи призма*, *Доллонда призма*, *Дисперсионные призмы*). Дисперсия материалов и преломляющие углы составных призм рассчитаны так, чтобы луч одной длины волны (обычно средней) выходил из П. п. з. без отклонения — по направлению падающего луча. П. п. з. применяются в *спектроскопах*, а также в *компенсаторах Аббе рефрактометра*.

**ПРИЗМЫ СПЕКТРАЛЬНЫЕ** — см. *Спектральные призмы.*

**ПРИЛИВЫ И ОТЛИВЫ** — попеременные поднятия и опускания уровней воды в океанах, морях и др. бассейнах, деформации твердого тела Земли и атмосферы под действием тяготения Луны и Солнца.

На основании теории относит. движения можно установить, что вследствие движения Земли и действия силы тяготения Луны элементы жидкости, твердого тела и атмосферы Земли находятся в поле сил, имеющих приливообразующий потенциал:

$$\Omega_1 = gH \left( \frac{1}{3} - \cos^2 \phi \right), \text{ где } H = \frac{3}{2} \left( \frac{M}{E} \right) a^2 r^2 / L^3,$$

$a$  — радиус Земли,  $E$  — ее масса,  $\phi$  — зенитное расстояние центра Луны, измеряемое в месте наблюдения,  $M$  — масса Луны,  $L$  — расстояние Луны от Земли,  $r$  — расстояние от центра Земли до места наблюдения.

Солнечное тяготение обуславливает аналогичный приливообразующий потенциал  $\Omega_2$ .

И. Ньютон разработал статич. теорию морских приливов, основанную на предположении, что в каждый момент времени силы, создаваемые приливообразующим потенциалом, обеспечивают равновесие жидкости, вследствие чего на поверхности водоема ф-ция  $\Omega_1$  является величиной постоянной. С большой точностью эта поверхность совпадает с поверхностью вытянутого эллипсоида вращения, ось к-рого располагается вдоль направления Земля—Луна. Вследствие вращения Земли и обращения Луны вокруг Земли приливная волна перемещается по поверхности океана. Аналогичный эллипсоид изображает движение солнечной приливной волны.

Ф-ла, определяющая высоту лунного прилива в данный момент времени для места с долготой  $\lambda$  и широтой  $\phi$ , имеет вид (по статич. теории Ньютона):

$$\zeta = -\Omega/g = \frac{3}{2} H \left( \sin^2 \delta - \frac{1}{3} \right) \left( \sin^2 \phi - \frac{1}{3} \right) + \frac{1}{2} H \sin 2\delta \cdot \sin 2\phi \cdot \cos(\lambda + t) + \frac{1}{2} H \cos^2 \delta \cdot \cos^2 \phi \cdot \cos 2(\lambda + t), \quad (1)$$

где  $\delta$  — склонение Луны, а  $t$  — ее часовой угол на нулевом меридиане.

Такой же вид имеет и выражение для высоты солнечного прилива, но этот прилив примерно в 2 раза меньше лунного.

Ускорения, вызываемые приливообразующими потенциалами, очень малы: горизонтальные и радиальные ускорения при лунном приливе составляют всего ок.  $10^{-7} g$ .

Величины  $H$ ,  $\delta$  и  $t$  изменяются с течением времени. Пользуясь ф-лами небесной механики, представляющими эти изменения, можно каждый член ф-лы (1) представить в виде суммы тригонометрич. ф-ций времени с постоянными амплитудами и периодами. Первый член ф-лы (1) включает ряд слагаемых с очень большими периодами; это — приливы долгого периода: двухнедельные ( $M_2$ ), месячные, полугодовые ( $S_{sa}$ ) и др. Второй член ф-лы (1) представляет собой сумму тригонометрич. ф-ций с периодами, близкими к лунным суткам; это — совокупность суточных лунных приливов. Главные из них:  $O_1$  — с периодом  $\tau = 25 \text{ ч } 49 \text{ мин}$ ,  $P_1 \text{ с } \tau = 24 \text{ ч } 4 \text{ мин}$ ,  $K_1 \text{ с } \tau = 23 \text{ ч } 56 \text{ мин}$ . Последний член ф-лы (1) является суммой тригонометрич. ф-ций с периодами, близкими к 12 лунным часам; это — полусуточные лунные приливы (главные:  $M_2 \text{ с } \tau = 12,4 \text{ ч}$ ,  $S_2 \text{ с } \tau = 12,0 \text{ ч}$ ).

Теория Ньютона не учитывает в должной мере движения вод океана и очертания береговой линии; поэтому амплитуды отдельных слагаемых развернутой ф-лы (1), определенные на основе законов небесной механики, не согласуются с наблюдениями в портах. Задача о предсказании приливов в портах решается гармонич. анализом и состоит в определении амплитуд отдельных тригонометрич. слагаемых развернутой ф-лы (1) на основе результатов больших рядов наблюдений. Для каждого порта эти амплитуды определяются независимо и могут сильно отличаться.

Важным этапом в развитии теории приливов было создание П. Лапласом в 1775 г. динамич. теории приливов, основанной на общих ур-ниях гидродинамики. Гл. задачей этой теории является нахождение ур-ний Лапласа для системы решений, имеющих период, равный периоду отдельных слагаемых разложения ф-ции  $\Omega$ . Решение этой задачи для бассейнов реальных очертаний мало продвинуто. Большое значение имеет также определение периодов собств. колебаний океанов и выделения из них таких бассейнов, к-рые были бы в резонансе с той или иной слагающей приливообразующего потенциала.

Приливное воздействие Луны и Солнца проявляется также в движении атмосферы, создавая правильные

атмосферные приливы, регистрируемые в виде колебаний атм. давления на разных высотах над поверхностью Земли. Наблюдаемые атм. приливы не согласуются с теоретически определяемыми; причина этого не выяснена окончательно. Л. Н. Сретенский.

Земля деформируется под действием приливных сил; эти деформации наз. земными, или упругими и приливами. При прохождении упругих приливных волн вертикальные смещения земной поверхности могут достигать 50 см (при положениях Луны и Солнца в зените или надире), горизонтальные смещения — 5 см, изменения силы тяжести — 0,2 мгал, отклонения отвеса — 0,01, изменения наклонов земной поверхности относительно вертикали — 0,02. Высоты земных приливов в  $h$  раз меньше статических, а приливобразующий потенциал вследствие деформации земли равен  $(1+k)\Omega$ . Числа Лява  $h$  и  $k$  и число Шиды  $l$ , характеризующее горизонт. смещения, зависят от внутр. строения Земли — распределения плотностей и упругих свойств от центра до поверхности. Поэтому определение из наблюдений чисел  $h$ ,  $k$  и  $l$  позволяет получать информацию о внутр. строении Земли. Изучение земных приливов в основном производится по измерениям изменений ускорения силы тяжести гравиметрами, дающими величину  $\delta = 1 + h - \frac{2}{3}k$ , и по измерениям наклонов, дающим величину  $\gamma = 1 + k - h$ .

Кроме того, земные приливы проявляются (и измеряются, хотя и с меньшей точностью) в неравномерностях вращения Земли с двухнедельным и месячным периодами вследствие приливов  $M_f$  и  $M_m$  (изменяющих сжатие Земли), в периодич. расхождениях между маятниковыми и кварцевыми часами, в колебаниях отвеса, дающих величину  $\Lambda = 1 + k - l$ , в периодич. деформациях земной коры, измеряемых деформатографами и дающих комбинацию величин  $h$ ,  $l$  и  $dh/dr$ . Наиболее вероятные значения этих чисел:  $h = 0,60$ ;  $k = 0,49$  (М. С. Молоденский) и  $l = 0,08$ .

В 50-е гг. 20 в. изучение земных приливов стало интенсивно развиваться благодаря созданию более точной аппаратуры и применению электронных вычислит. машин для гармонич. анализа наблюдений и расчета моделей внутр. строения Земли. Обнаружено явление резонанса между суточным приливом  $K_1$  и суточной нутацией Земли, доказывающее, что жидкое ядро Земли не участвует в нутационных колебаниях. Земные приливы на территории Азии оказались заметно меньше, чем в Европе, что указывает на существенные глубинные горизонт. неоднородности упругих свойств мантии Земли. Измерения приливных наклонов указывают на зависимость их от локальных особенностей строения земной коры. Делаются попытки использования измерений приливных наклонов для изучения блокового строения земной коры и глубинных разломов.

Н. Н. Парийский.

Лит.: 1) Ламб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.—Л., 1947, гл. 8; 2) Дуван А. И., Приливы в море, Л., 1960; 3) Никитин В. В., Гармонический анализ приливов, Л., 1925; 4) Дарвин Дж. Г., Приливы и родственные им явления в солнечной системе, пер. с англ., М.—П., 1923; 5) Парийский Н. Н., Земные приливы и внутреннее строение Земли, «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1963, № 2; 6) Vartels J., Gezeitenkräfte, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 48, B. — [u. a.], 1957, Tl B.; 7) Tomasschek R., Tides of the solid earth, там же; 8) Kertz W., Atmosphärische Gezeiten, там же; 9) Siebert M., Atmospheric tides, в кн.: Advances in geophysics, v. 7, N. Y.—L., 1961.

**ПРИЛИПАНИЕ** — см. *Адгезия*.

**ПРИМЕСНАЯ ЗОНА**. При больших концентрациях примесных атомов волновые ф-ции валентных электронов в нормальном и возбужденном состояниях перекрываются, уровни примесных атомов расщепляются и образуют П. з. — объединенную примесную полосу уровней, способную обеспечить проводимость. Подробнее см. *Зонная теория*, *Полупроводники*.

**ПРИМЕСНЫЕ АТОМЫ** в полупроводниках и к а х — атомы постороннего элемента в элементарном полупроводнике (Ge, Si и т. д.) или стехиометрически избыточные атомы в сложном полупроводнике, присутствие к-рых вызывает появление дополнительных энергетич. уровней. Подробнее см. *Акцептор*, *Донор*, *Зонная теория*, *Полупроводники*.

**ПРИСОЕДИНЕННАЯ МАССА** — фиктивная масса (или момент инерции), к-рая присоединяется к массе (или моменту инерции) движущегося в жидкости тела для количеств. характеристики инерции окружающей его жидкой среды. При неустановившемся поступат. движении тела (см. *Нестационарное движение*) в идеальной жидкости (в отличие от движения установившегося) возникает сопротивление жидкости, пропорциональное ускорению движения тела и обусловленное увлечением среды, окружающей тело; коэффициент пропорциональности и представляет собой П. м.

Значение П. м. для тел разной формы различно. Для цилиндра с основанием, имеющим форму эллипса, движущегося в жидкости в направлении, перпендикулярном к направлению оси эллипса, П. м.  $\mu = \rho a^2$ , где  $a$  — длина полуоси эллипса,  $\rho$  — плотность жидкости. Т. о., на величину П. м. влияет размер оси, перпендикулярной к направлению потока. Для шара  $\mu = \frac{2}{3}\rho r^3$ , где  $r$  — радиус шара. При поступат. движении диска в направлении, перпендикулярном к его поверхности,  $\mu = \frac{8}{3}\rho r^3$ , где  $r$  — радиус диска. Присоединенный момент инерции (т. е. коэфф. при угловом ускорении в выражении для момента инерционных сил, действующих со стороны жидкости на вращающееся тело) круглого диска относительно оси, совпадающей с одним из диаметров диска, равен  $(\frac{16}{45})\rho r^5$ . Теоретически вычислены П. м. значит. числа контуров и пространств. тел — профиля Н. Е. Жуковского, круговой лунки, прямоугольника, ромба и шестиугольника, элемента прямоугольной решетки, эллипсоида, удлинненного тела вращения и т. д. [3]. В других важных случаях П. м. найдены экспериментальным путем. Напр., П. м. прямоугольной пластинки с размерами  $b \cdot l$ , движущейся в жидкости перпендикулярно своей плоскости, может быть выражена полученной из опытов ф-лой

$$\frac{\pi \rho b^2 l^2}{4\sqrt{l^2 + b^2}} \left(1 - 0,425 \frac{lb}{b^2 + l^2}\right).$$

Определение П. м. имеет существенное значение при изучении неустановившихся движений тел, полностью погруженных в воду, при изучении удара о воду, входа тел в воду, качки судов, акустич. излучения и т. д. Подсчеты П. м. производятся в предположении, что жидкость лишена вязкости. Обычно пренебрегают и сжимаемостью жидкости. В случае потенциального движения несжимаемой идеальной жидкости через П. м.  $\lambda_{ik}$  выражаются проекции количества движения, момента количества движения и кинетич. энергии  $T$  жидкости. Если  $q_1, q_2, q_3$  — проекции на оси координат вектора скорости движения тела, а  $q_4, q_5, q_6$  — угловые скорости тела относительно осей координат, то  $T = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^6 \sum_{i=1}^6 \lambda_{ik} q_i q_k$ . Коэфф.  $\lambda_{ik}$

обладают свойством симметрии, т. е.  $\lambda_{ik} = \lambda_{ki}$ , и поэтому, в самом общем случае поступат. и вращат. движения тела в жидкости, действие инерции может быть определено с помощью двадцати одного коэффициента П. м. Общую теорию П. м. см. [1, 2].

За последние 10—20 лет дан ряд новых обобщений понятия П. м. Стали изучаться П. м. сосудов, наполненных жидкостью, имеющей свободную поверхность, определены П. м. при отрывном обтекании контуров. Для тел, колеблющихся в сжимаемой жидкости, инер-

ционные силы линейно выражаются через ускорения. Коэфф. при ускорениях наз. обобщенными П. м. [4]. В случае сжимаемой жидкости свойства симметрии П. м. сохраняются, но сами П. м. зависят, в противоположность случаю несжимаемой жидкости, не только от формы тела и направления движения, но еще и от частоты колебаний. Наконец, понятие П. м. обобщается и на случай качки корабля на поверхности волнующейся тяжелой жидкости [5]. В этом случае свойство симметрии П. м. не сохраняется, а сами П. м. существенно зависят от длины и направления набегающих волн и от скорости хода корабля.

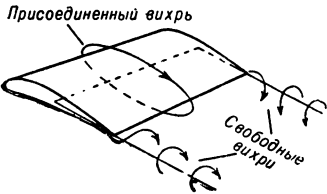
Лит.: 1) Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, М.—Л., 1950; 2) Ламб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.—Л., 1947; 3) Рима И. С., Крепс Р. Л., Присоединенные массы тел различной формы, М., 1947; 4) Хаскинд М. Д., Акустическое излучение колеблющихся тел в сжимаемой жидкости, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, вып. 7; 5) его же, Гидродинамическая теория качки корабля на волнении, «Прикл. матем. и механ.», 1946, т. 10, вып. 1.

М. И. Гуревич.

**ПРИСОЕДИНЕННЫЙ ВИХРЬ** — условный вихрь, к-рый считается неподвижно связанным с телом, обтекаемым потоком идеальной жидкости или газа, и заменяет по величине циркуляции скорости ту действит. завихренность, к-рая образуется в пограничном слое вследствие вязкости.

При вычислении подъемной силы крыла бесконечно большого размаха можно, по схеме Жуковского, заменить крыло П. в. с прямолинейной осью, к-рый создает в окружающей среде ту же циркуляцию скорости, что и действит. крыло. Интенсивность П. в. определяется на основе Чаплыгина — Жуковского постулата.

При решении задач о распределении давлений и аэродинамич. нагрузок по хорде крыла его заменяют системой П. в., непрерывно распределенных по контуру профиля крыла или по средней линии профиля (в теории тонкого крыла). Эта система вихрей представляет собой присоединенный вихревой слой крыла. Исходя из граничного условия, чтобы на поверхности крыла скорость потока была направлена по касательной к ней, составляют ур-ние, в к-рое входит погонная циркуляция присоединенного вихревого слоя. Найдя эту циркуляцию, вычисляют по теореме Жуковского погонную нагрузку, к-рая в случае тонкого крыла равна разности между давлением на нижней и верхней поверхностях крыла.



Т. к. внутри жидкости вихри не могут заканчиваться, то в случае крыла конечного размаха П. в. продолжают существовать в окружающей среде в виде свободных вихрей (рис.). Знание вихревой системы крыла позволяет вычислить действующие на него аэродинамич. силы. В частности, от взаимодействия присоединенных и свободных вихрей крыла возникает индуктивное сопротивление крыла. Идея П. в. была применена Жуковским также в теории винта гребного.

Лит.: 1) Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях, Избр. соч., т. 2, М.—Л., 1948; 2) его же, Вихревая теория гребного винта, М.—Л., 1950; 3) Голубев В. В., Лекция по теории крыла, М.—Л., 1949; 4) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, М., 1959.

Н. Я. Фабрикант.

**ПРИЦЕЛЬНОЕ РАССТОЯНИЕ** — см. Параметр удара.

**ПРИЧИННОСТИ ПРИНЦИП** (в квантовой теории) имеет два аспекта: первый, более общий, связан с вероятностным характером квантового описания явления с помощью волновой ф-ции — Ψ-ф-ции; второй — более частный — с тем, что Ψ-ф-ция свя-

зана с ее значениями в предшествующие моменты времени так, что эта связь учитывает установленную теорией относительности невозможность передачи воздействия со скоростью, превышающей скорость света.

Вероятностное описание в квантовой механике, основывающееся на интерпретации физ. смысла Ψ-ф-ции и на утверждении, что Ψ-ф-ция полностью определяет состояние и развитие физ. системы, приводит к отказу от концепции механич. причинности или лапласова детерминизма классич. физики (отказу, практически заметному лишь в явлениях атомного и еще меньшего масштаба). Действительно, даже исчерпывающее знание того, напр., как меняется со временем вероятность распада нейтрона, не дает возможности точно предсказать момент этого распада, не объясняет, почему (причина!) из двух одинаковых нейтронов, находящихся в одинаковых условиях, один распадется раньше, а другой позже.

Здесь, однако, имеет место отказ только от П. п. в той узкой и спец. форме, к-ую он имел в классич. физике, но не от принципа закономерной причинной связи событий во времени вообще. П. п. приобретает в квантовой механике др. форму, что связано, в конечном счете, с обнаруженными в квантовой теории новыми свойствами материи. Так, строгая форма П. п. в классич. механике сводится к утверждению, что точные значения всех координат и импульсов частиц в данный момент времени однозначно определяют их значения во все последующие моменты. Очевидно, что такой П. п. невозможен и внутренне противоречив в квантовой механике потому, что физ. свойства микрочастицы исключают возможность одновременно точных значений координаты и импульса (из-за соотношения неопределенностей). Описание состояния системы в данный момент времени дается в квантовой механике волновой ф-цией. Вследствие этого П. п. в квантовой теории должен говорить о закономерности изменения Ψ-ф-ции.

Выполнение требований причинности сводится в простейшем случае к тому, что состояние определяется лишь прошлым системы. Более жесткое условие (микрорпричинность) состоит в том, что существенно лишь бесконечно близкое прошлое: вектор состояния системы Ψ(t) определяется (если фиксированы возможные типы частиц и их взаимодействия) заданием Ψ(t-Δt) при Δt → 0. Это позволяет записать ур-ние

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H \Psi(t),$$

где гамильтониан H имеет размерность энергии и должен быть эрмитовым оператором в силу условия унитарности (Ψ<sup>+</sup>Ψ = 1). Конкретный выбор H определяется частными характеристиками системы.

Это основное ур-ние (Шредингера уравнение) имеет нековариантный вид: время явно выделено. Можно, переходя к взаимодвижениям представлению, придать ему полностью ковариантную форму. Для этого от рассмотрения гиперплоскостей t = const в четырехмерном пространстве переходят к рассмотрению произвольных пространственноподобных гиперповерхностей σ. Для определения вектора состояния Ψ[σ] на такой гиперповерхности нужно решить ур-ние Томонага — Швингера:

$$i\hbar \frac{\delta \Psi[\sigma]}{\delta \sigma(x)} = H_{\text{вз}}(x) \Psi[\sigma]$$

[вариационная производная определяется как

$$\frac{\delta \Psi[\sigma]}{\delta \sigma(x)} \equiv \lim_{\sigma' \rightarrow \sigma} \frac{\Psi[\sigma'] - \Psi[\sigma]}{\Delta \omega};$$

σ' не совпадает с σ лишь в окрестности точки x; Δω — объем, заключенный между σ' и σ; H<sub>вз</sub>(x) —

плотность гамильтониана взаимодействия в представлении взаимодействия].

Т. о., задание  $\Psi[\sigma]$  на любой пространственно-подобной гиперповерхности определяет этот вектор состояния на всех последующих гиперповерхностях. Ур-ние Томонага — Швингера можно рассматривать как ковариантную запись причинно-следственных соотношений в квантовой теории поля при лагранжевой трактовке. Условие внутр. непротиворечивости указанного ур-ния является поэтому в данной теории достаточным условием причинного описания квантовой системы. Из того, что

$$\frac{\delta^2 \Psi[\sigma]}{\delta \sigma(x) \delta \sigma(y)} = \frac{\delta^2 \Psi[\sigma]}{\delta \sigma(y) \delta \sigma(x)},$$

следует, что плотность гамильтониана взаимодействия, взятая в точках, отделенных пространственно-подобным интервалом, должна коммутировать:  $[H_{вз}(x), H_{вз}(y)] = 0$  при  $(x-y)^2 > 0$  [если  $H_{вз}(x)$  не зависит от  $\sigma$ ]. Это соотношение наз. условием Блоха. Оно соответствует нековариантовому релятивистскому требованию отсутствия сигналов, распространяющихся со сверхсветовой скоростью; последний запрет как раз и опирается на требование, чтобы причина всегда предшествовала во времени следствию.

Условие Блоха налагает весьма существенные ограничения на возможный вид  $H_{вз}(x)$ : если потребовать независимость  $H_{вз}(x)$  от  $\sigma$  (что практически делается всегда), то из этого условия вытекает, что взаимодействие должно быть локальным. Т. о., требование непротиворечивости ковариантного ур-ния, описывающего причинное развитие квантовой системы, непосредственно связано с требованиями локальности взаимодействия (наглядно говоря, точечности частиц).

Требование причинности можно сформулировать и на языке  $S$ -матрицы. Само существование  $S$ -матрицы для конечных временных интервалов, если учесть, что, по определению,  $\Psi[\sigma] = S[\sigma, \sigma_0] \Psi[\sigma_0]$ , уже предполагает возможность микропричинного описания и не приводит к новым математич. условиям. Однако чаще сам термин « $S$ -матрица» относят к оператору, переводящему состояние в бесконечном прошлом в состояние в бесконечном будущем:

$$\Psi[+\infty] = S[+\infty, -\infty] \Psi[-\infty].$$

Если рассматривать  $S[+\infty, -\infty]$  как предел  $S[\sigma, \sigma_0]$  при  $\sigma \rightarrow +\infty$  и  $\sigma_0 \rightarrow -\infty$ , то условия причинности остаются близкими к уже рассмотренным. Однако запись таких условий часто удобнее производить в новой форме. Так, напр., можно привести эти условия к виду

$$\frac{\delta}{\delta g(x)} \left( \frac{\delta S[g]}{\delta g(y)} S^+[g] \right) = 0, \quad (x-y)^2 > 0,$$

где  $g(x)$  — « $\phi$ -ция включения взаимодействия», так что лагранжиан взаимодействия записывается в виде  $L_{вз}(x) g(x)$ . Для рассмотренных выше случаев это условие совпадает с условием Блоха. Преимущество новой записи состоит в том, что она позволяет анализировать непосредственно  $S$ -матрицу для бесконечных интервалов.

Все сказанное выше относится к теории  $S$ -матрицы, основанной на лагранжевом описании. Существует и другой путь построения  $S$ -матрицы, базирующийся на исследовании ее аналитич. свойств и получивший назв. метода *дисперсионных соотношений*. Дисперсионный подход использует такие наиболее общие принципы, как унитарность  $S$ -матрицы, релятивистская инвариантность и другие важные требования симметрии. Особое место занимают здесь условия причинности. Для т. н. простых дисперсионных соотношений (по одной переменной) они существенны. В слу-

чае же двойных дисперсионных соотношений (представление Манделштама) соответствующее обоснование и анализ еще не проведены, хотя нек-рые следы микропричинного описания имеются и здесь (соответствие с результатами теории возмущений, метод исследования интегралов).

Условия локальности, тесно связанные, как отмечалось выше, с П. п., играют существенную роль и в т. н. аксиоматическом подходе к построению квантовой теории. Здесь используются лишь такие фундаментальные положения, как локальность, унитарность, релятивистская инвариантность (а также нек-рые др. условия симметрии), и делается попытка получить на их основе (т. е. без использования конкретных ур-ний движения) такие следствия, к-рые допускали бы возможность экспериментальной проверки.

Следует отметить ряд указаний на то, что требования микропричинности (т. е. возможности разделения событий на «причины» и «следствия») для сколь угодно малых разделяющих их промежутков времени) вообще являются излишне сильными. Попытки обобщения существующей квантовой теории поля и построения новой теории, из к-рых, однако, ни одна пока не может считаться вполне удовлетворительной (многие варианты нелокальных теорий, квантование пространства — времени и попытки квантования гравитации), в ряде случаев приводят к отказу от метрич. пространства — времени «в малом», т. е. тому, что понятия «дальше», «ближе», «раньше», «позже» теряют смысл. Разумеется, тем самым исключается микропричинное описание. Законы, описывающие события «в малом», не могут при таком подходе сводиться к упорядочиванию во времени смены состояний. Конечно, все такие обобщения теории должны все же подчиняться требованию, чтобы условия причинности соблюдались вне малых пространственно-временных областей, т. е. чтобы сохранялись условия макропричинности.

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957, гл. III, IX; 2) Философские вопросы современной физики, Киев, 1956; 3) Проблема причинности в современной физике. Сборник, М., 1960. В. И. Григорьев.

**ПРИЧИННОСТЬ** — связь явления, или изменения состояния к.-л. системы, с совокупностью условий, порождающих это явление. Определенная совокупность условий, необходимая для возникновения данного явления, наз. его причиной, а само явление — действием (иногда явление наз. следствием, но такое словупотребление логически неоднозначно — следствие связано с основанием).

Принцип П. является фундаментальным для любой теории. В классич. механике он находит свое выражение в ур-ниях динамики: здесь причиной является сила, действием — вызываемое ею ускорение (или деформация тела). В квантовой механике причинная связь выражена в *Шредингера уравнении*, связывающем изменение во времени *волновой функции* (т. е. состояния системы) с гамильтонианом, характеризующим взаимодействие в системе (в частности, воздействие внешнего поля).

П. — общая форма связи в том смысле, что любое явление имеет свою причину. Однако П. нельзя рассматривать как единственную форму связи между явлениями: она имеет «локальный», ограниченный характер, выражая связь отдельного явления с формирующими его условиями, а не процесса (т. е. последовательности явлений) в целом. В этом и заключается смысл замечания В. И. Ленина, что П. есть лишь «частичка всемирной связи».

В причинных связях находят свое проявление закономерности, действующие в данной области явлений, в том числе и общие *сохранения законы*; вместе с

тем существенны и те специфич. условия, к-рые приводят к осуществлению данного частного явления. Т. о., П. сочетает в себе необходимость и случайность.

Причина всегда предшествует действию. В Ньютоновой физике, основанной на идее дальнего действия, это утверждение представлялось неизбежным: сила и вызываемые ею действия — ускорение или деформация — относятся к одному моменту времени. В *относительности теории*, согласно к-рой любое воздействие передается от одного тела к другому с конечной скоростью, не превышающей скорость света в вакууме, последовательность генетически связанных явлений инвариантна. Но и в макроскопич. полевых теориях отношение между напряженностью поля в данной точке и вызываемым ею ускорением частицы не разделено во времени (локальность взаимодействия). Предшествование причины действию выявляется лишь в таких теориях, к-рые рассматривают порождение действия не как мгновенный акт, а как процесс, совершающийся во времени (напр., при учете релаксации). Следует отметить, что предшествование одного явления другому еще не достаточно для установления причинной зависимости между ними; необходимо, чтобы они были связаны генетически. Именно эта особенность причинной связи позволяет отличить ее от других форм функциональной зависимости.

В физике 18—19 вв. П. понималась в лапласовском смысле, как однозначная связь последующих состояний мира с предыдущими; такое понимание П. было основано на представлении, что материя есть совокупность неизменных частиц, взаимодействия к-рых зависят (в конечном счете) от расстояний между частицами, — др. словами, на предположении о мире как «механизме». Лапласовское понимание П. исключало случайность, к-рая рассматривалась как результат незнания всех начальных условий. Дальнейшее развитие науки выявило неудовлетворительность такого понимания П., основанного на механистич. понятиях *материи и движения*.

В квантовой механике выяснилось, что микрочастица вследствие ее двойственной корпускулярно-волновой природы при взаимодействиях ведет себя в динамич. отношении неоднозначно, причем каждое из возможных проявлений осуществляется с определенной вероятностью. Это обстоятельство послужило поводом для философских утверждений субъективистского характера, что квантовые процессы индетерминированы, ничем не обусловлены; в действительности, существование определенного распределения вероятностей различных эффектов (напр., мест возможной локализации микрочастицы в данных условиях) показывает наличие причинной обусловленности всего спектра этих проявлений. Здесь оказывается несостоятельным лишь лапласовский детерминизм (собственно, это часто и имеют в виду, когда говорят об индетерминизме в квантовой механике).

Вообще, чем сложнее объект, чем больше число его внутренних степеней свободы, тем обычно шире «спектр» действий, порождаемых данной причиной; однако связь между причиной и «спектром» ее действий является всегда необходимой.

Связь между причиной и ее действием становится практически однозначной, если можно не учитывать сложности объекта, если совокупность внешних существенных условий, рассматриваемых в качестве причины, достаточно полна, а данное явление в достаточной степени изолировано от других. Такая ситуация, в частности, имеет место в тех задачах макроскопич. механики, в к-рых исследуются процессы сравнительно небольшой длительности [5].

Принцип П. играет важнейшую роль в теории познания, поскольку раскрытие причин явлений делает

возможным их предсказание и — при известных условиях — воспроизведение.

Лит.: 1) Энгельс Ф., Диалектика природы, М., 1957; 2) Лейбн В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Сочинения, 4 изд., т. 14; 3) Проблема причинности в современной физике, сб. ст., М., 1960; 4) Бунге М., Причинность, пер. с англ., М., 1962; 5) Борн М., Действительно ли классическая механика детерминистична?, в его кн.: Физика в жизни моего поколения, [Пер. с англ.], М., 1963.

**ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИКОВ** — потеря диэлектриком диэлектрич. свойств при наложении электрич. поля напряженностью выше определенного значения. При П. д. электропроводность резко возрастает и диэлектрик становится проводником. Критич. значение напряженности электрич. поля, при к-ром происходит П. д., наз. электрич. прочностью диэлектрика.

Наиболее полно пробой изучен в газообразных диэлектриках (см. *Электрические ряды в газах*). Электропроводность газов при нормальном давлении обусловлена движением ионов и электронов, созданных внешней радиацией. Стационарная концентрация, при к-рой скорость генерации зарядов равна скорости рекомбинации, очень мала —  $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует электропроводности  $10^{-15}—10^{-16} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Однако в достаточно сильных электрич. полях ионы и электроны на длине свободного пробега приобретают кинетич. энергию, достаточную для ионизации молекул газа: при этом образуются новые электроны, к-рые в свою очередь производят ионизацию. В газе нарастает лавина электронов. При нормальном и повышенном давлении и больших межэлектродных расстояниях большую роль играют процессы фотоионизации и эффекты, связанные с образованием сильных положительных объемных зарядов. В промежутке между электродами образуется самораспространяющийся поток проводящей *плазмы* — т. н. стример — и сопротивление промежутка падает до нуля. Теорию этих процессов см. [1, гл. IV, § 14].

Пробой жидких диэлектриков обычно больше, чем газов. Механизм пробоя жидкостей зависит от того, насколько жидкость загрязнена примесями [1]. В жидкостях, содержащих жидкие примеси, диэлектрич. проницаемость  $\epsilon$  к-рых больше, чем у основной жидкости (напр., воды), пробой предшествует образованию проводящего канала между электродами. Под влиянием электрич. поля капли воды поляризуются и растягиваются в эллипсоиды, к-рые сливаются и при достаточном поле образуют канал с большой проводимостью. Происходит сильное выделение тепла, вскипание жидкости и газовый разряд вдоль парового канала. Образование проводящих мостиков и вскипание жидкости наблюдаются и при наличии твердых примесей. В жидкостях, содержащих гл. обр. газовые включения в виде мельчайших пузырьков, пробой связан с разогревом жидкости током в сильных полях. В месте наибольшей плотности тока жидкость вскипает, находящиеся вблизи пузырьки газа расширяются за счет газовыделения и между электродами опять образуется газовый канал, к-рый и пробивается. Электрич. прочность технич. жидкостей в однородном внешнем поле порядка  $10^6 \text{ в/см}$ , в то время как электрич. прочность воздуха в тех же условиях  $3 \cdot 10^4 \text{ в/см}$ . Если жидкость подвергается спец. перегонке и освобождена от примесей, то пробой в этом случае, как и в случае газов, происходит в результате ударной ионизации; определенную роль играет и автоэлектронная эмиссия электронов из электродов в жидкость. Количественная теория пробоя жидких диэлектриков в этом случае полностью не разработана [1, гл. XI, § 42]. Электрич. прочность очень чистых жидкостей высока ( $\sim 10^6 \text{ в/см}$ ).

Пробой твердых диэлектриков [4, 2]. В сильных электрич. полях ток через диэлектрик



не подчиняется закону Ома. Ток возрастает с напряжением примерно экспоненциально и затем при нек-ром значении напряженности поля увеличивается скачком до очень больших значений. Протекание больших токов ведет к разрушению материала; диэлектрич. свойства в большинстве случаев после снятия напряжения не восстанавливаются. Две основные формы пробы твердых диэлектриков — *тепловая* и *электрическая*. Тепловой пробой в общих чертах развивается следующим образом [1, гл. XII]. При повышении напряжения увеличивается количество тепла, выделяемое в диэлектрике, и, следовательно, повышается темп-ра. Так как для диэлектриков электропроводность увеличивается с темп-рой по экспоненте, то повышение темп-ры в свою очередь вызывает увеличение тока. Стационарное состояние возможно до тех пор, пока тепловыделение не превышает теплоотвода. При нек-рой напряженности поля это условие нарушается. Темп-ра диэлектрика возрастает до того момента, когда наступает разрушение. Напряжение пробы  $U_{пр}$  определяется из условия невозможности решения системы ур-ний, описывающих равновесное тепловое состояние диэлектрика; для одномерного случая:  $U_{пр} = \sqrt{33,6 \rho k/\alpha f(c)}$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление диэлектрика,  $k$  — коэфф. теплопроводности,  $f(c)$  — нек-рая функция геометр. размеров образца, коэфф. теплопроводности и коэфф. внешней теплоотдачи. Вывод ф-лы основан на эмпирич. зависимости удельного сопротивления от темп-ры:  $\rho = \rho_0 \exp(-at)$ ,  $t$  — темп-ра в °C. Эта ф-ла действительна только в ограниченном интервале темп-р. Точная формула для  $\rho$  имеет вид  $\rho = \rho_0 \exp(-b/T)$  ( $T$  — абс. темп-ра). Подробнее см. [1, гл. XIII]. Из ф-лы следует основное соотношение для теплового пробы — зависимость  $U_{пр}^2$  от темп-ры совпадает с температурной зависимостью сопротивления. Это соотношение выполняется и в том случае, когда зависимость  $\rho$  от  $T$  выражается формулой  $\rho = \rho_0 \exp(-b/T)$ . При тепловом пробое наблюдается также зависимость  $U_{пр}$  от времени приложения напряжения, условий теплоотвода и частоты переменного напряжения [1, гл. XIII и XIV]. Зависимость  $U_{пр}$  от частоты связана с зависимостью от частоты активного сопротивления диэлектрика. Теоретически при любом значении сопротивления диэлектрика должен наступить тепловой пробой. Однако при больших значениях  $\rho$  или малых временах приложения напряжения и низких темп-рах еще до наступления теплового пробы может наступить электрич. пробой диэлектрика. В отличие от теплового пробы, электрич. пробой является нарушением не теплового равновесия диэлектрика, а стационарного режима электропроводности. Имеется два основных механизма, к-рые приводят к резкому увеличению концентрации носителей тока при некотором критич. значении напряженности электрич. поля: туннельный переход носителей из электродов, валентной зоны или примесных уровней в зону проводимости кристалла и ударная ионизация электронами. Туннельный переход имеет место в очень ограниченном числе случаев, напр. при пробое тонких *p-n-переходов*. В диэлектриках же, очевидно, происходит ударная ионизация. При движении в решетке твердого тела электроны проводимости отдают энергию, полученную от электрич. поля, атомам или ионам кристалла, возбуждая колебания и производя ионизацию. Стационарное состояние не нарушается, пока процесс ионизации уравновешивается процессами рекомбинации. При нек-рой напряженности поля это равновесие нарушается, ударная ионизация приводит к резкому увеличению концентрации носителей в зоне проводимости. Протекание больших токов ведет

обычно к разрушению материала. Значение электрич. прочности находят из кинетич. уравнения Больцмана для электронов в кристалле:

$$eE \frac{\partial f(\epsilon, \theta)}{\partial p_z} = \Phi_{расс} + \Phi_{ион} + \Phi_{возб} + \Phi_{рек},$$

где  $E$  — напряженность электрич. поля в направлении  $z$ ;  $e$  — заряд электрона,  $p_z$  — его импульс в направлении  $z$ ;  $\epsilon$  — энергия электрона,  $\theta$  — угол между направлением поля и импульсом электрона;  $\Phi_{расс}$ ,  $\Phi_{ион}$ ,  $\Phi_{возб}$  и  $\Phi_{рек}$  — соответственно изменения  $f$ -ции распределения за счет столкновений электрона с решеткой, ионизации атомов или ионов решетки, возбуждения и рекомбинации. Левая часть уравнения представляет собой изменение  $f$ -ции распределения при ускорении электронов электрич. полем. Решение кинетич. ур-ния должно дать  $f$ -цию распределения электронов проводимости в стационарном состоянии, зависящую от поля. Отсутствие стационарного решения соответствует П. д. В общем виде решение ур-ния вообще вряд ли возможно. В первом приближении можно пренебречь членами  $\Phi_{возб}$  и  $\Phi_{рек}$ , т. к. вероятность потерь энергии электроном на возбуждение атомов или ионов кристалла невелика, а вероятность рекомбинации существенна только для электронов малых энергий. Однако и в этом случае непосредственное нахождение решения представляет значительные трудности. Поэтому для простых ионных и валентных кристаллов подсчитаны теоретич. значения пробивной прочности при использовании различных искусственных приемов и упрощающих предположений. Для электрич. пробы твердых диэлектриков характерно слабое увеличение электрич. прочности с темп-рой, сильная зависимость измеряемой электрич. прочности от степени однородности электрич. поля, отсутствие зависимости в однородном электрич. поле от времени приложения напряжения вплоть до времен порядка  $10^{-7}$  сек. Значения электрич. прочности для нек-рых веществ приведены в табл.

Наименование материала	Электрич. прочность (в/см)	Литературная ссылка
Кристаллы NaCl . . . . .	$1,5 \cdot 10^6$	[1]
Кристаллы KBr . . . . .	$0,8 \cdot 10^6$	>
Кварц . . . . .	$4,7-6,7 \cdot 10^6$	>
Слюда . . . . .	$10 \cdot 10^6$	>
Стекло силикатно-щелочное . . . . .	$2 \cdot 10^6$	>
Резина . . . . .	$1,0-2,15 \cdot 10^6$	>
Анилино-формальдегидная смола . . . . .	$2,4-2,6 \cdot 10^6$	[3]
Метил метакрилат (плексиглас) . . . . .	$1,1-1,3 \cdot 10^6$	>
Полистирол . . . . .	$1 \cdot 10^6$	>
Фарфор . . . . .	$0,35-1,6 \cdot 10^6$	>
Стеатит . . . . .	$0,8-1,6 \cdot 10^6$	>
Титанаты (Ba, Sr, Ca, Mg и Pb) . . . . .	$0,2-1,2 \cdot 10^6$	>

При помещении образца диэлектрика между электродами часто наблюдается появление искровых разрядов вдоль его поверхности, к-рые переходят в дуговой разряд (поверхностный пробой). Напряжение поверхностного пробы обычно меньше напряжения пробы воздуха при том же расстоянии между электродами. Поверхностный пробой — это пробой воздуха, осложненный присутствием диэлектрика. Наличие на поверхности диэлектрика зарядов и различие диэлектрич. проницаемостей и проводимостей воздуха и диэлектрика приводят к сильному искажению электрич. поля. Это и снижает  $U_{пр}$  воздуха при поверхностном пробое.

Лит.: 1) Ск а н а в и Г. И., Физика диэлектриков (Область сильных полей), М. — Л., 1958; 2) Ф р а н ц В., Пробой диэлектриков, пер. с нем., М., 1961; 3) Handbook of chemistry and physics, Cleveland (Ohio), 1955. Е. А. Конорова.

**ПРОВОДИМОСТЬ АТМОСФЕРЫ** электрическая — обусловлена в основном наличием в атмосфере ионов и равна  $\lambda = e \left( \sum_i n_i u_i + \sum_j n_j u_j \right)$ , где  $e$  —

заряд электрона, а  $n_i$  и  $n_j$  — концентрации, соответственно, положительно и отрицательно заряженных ионов с подвижностями  $u_i$  и  $u_j$ . Величина П. а. зависит от осадков, влажности, турбулентности атмосферы и др. метеорологич. характеристик; она уменьшается с увеличением загрязнения атмосферы и возрастает с увеличением ее ионизации. Средняя величина полярной П. а. (уд. электропроводность) у поверхности Земли равна ок.  $1,1 \cdot 10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Она может значительно отличаться в разных пунктах Земли и меняется во времени, имея суточные (с амплитудой над континентами ок. ~ 20%) и годовые (до ~ 30%) колебания. Под влиянием взрывов ядерных бомб П. а. даже на расстояниях до 10 000 км от места взрыва может возрастать в неск. раз. Положительная П. а. у поверхности Земли обычно больше отрицательной; их отношение имеет среднее значение ок. 1,15. В чистой атмосфере П. а. растет с высотой. Обычно под слоем темп-рой инверсии П. а. медленно увеличивается с высотой, а выше него до высоты ионосферы быстро растет (табл.).

Высота (км)	Проводимость ( $10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ )	Высота (км)	Проводимость ( $10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ )
0	2,2	9	23
3	5,5	12	40
6	13	30	300

В ионосфере П. а., создаваемая в основном электронами, резко увеличивается. Общее сопротивление вертикального столба воздуха сечением  $1 \text{ см}^2$ , простирающегося от Земли до ионосферы, равно ок.  $10^{21} \text{ ом}$ , сопротивление всей атмосферы между землей и ионосферой — ок. 200 ом. В облаках почти всех видов, туманах, при пыльных бурях П. а. уменьшается. Однако в грозовых облаках, где действуют сильные источники ионизации, П. а. может быть больше проводимости в чистой атмосфере; возможно, в этом случае она создается не только ионами, но и сильно заряженными мелкими каплями.

Лит.: 1) Тверской П. Н., Атмосферное электричество, Л., 1949, гл. 1; 2) Имянитов И. М., Приборы и методы для изучения электричества атмосферы, М., 1957, гл. 7; 3) Имянитов И. М. и Шифрин К. С., Современное состояние исследований атмосферного электричества, «УФН», 1962, т. 76, вып. 4, с. 593; 4) Isgrae I. N., Atmosphärische Elektrizität, т. 1, Лpz., 1957, Kap. 4, 5; 5) Chalmers J. A., Atmospheric electricity, L. — [a. o.], 1957. И. М. Имянитов.

**ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТНАЯ** ( $g_m$ ) — параметр магнитной цепи, определяемый отношением *магнитного потока*  $\Phi$  в к.-л. участке цепи к магнитодвижущей (намагничивающей) силе  $F_m$ , действующей на этом участке, т. е.  $g_m = \Phi / F_m$ . В простейшем случае однородного магнитопровода в однородном поле П. м.  $g_m = \mu_0 (en/ml) \cdot S (m^2) / l (m)$  (в системе СИ) и  $g_m = \mu S (cm^2) / l (cm)$  (в системе СГС), где  $S$  и  $l$  — соответственно, площадь поперечного сечения и длина магнитопровода. В неоднородном поле для расчета магнитного потока весь магнитопровод разделяют на бесконечно тонкие участки, имеющие П. м.  $dg_m$  и включенные параллельно, при этом  $\Phi = F_m \int_S dg_m$ .

П. м. — обратная величина по отношению к *магнитному сопротивлению*; ею пользуются обычно при расчете разветвленных магнитных цепей в электрич. машинах и приборах, напр. при расчете магнитного рассеяния в машинах переменного тока (пазовая проводимость, зубцовая проводимость и т. д.), при расчете *пермеметров* и т. д. П. м.  $g_m$  вводится по

аналогии с электрич. проводимостью  $\sigma$ , но аналогия эта формальная: в проводнике с током величина  $\sigma$  определяет потери энергии на Джоулево тепло, что не имеет аналогии в магнитной цепи.

Лит.: 1) К и фер И. И., Пантюшин В. С., Испытания ферромагнитных материалов, М. — Л., 1955; 2) Пировский Л. М., Электрические машины, М. — Л., 1949. О. В. Росницкий.

**ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ** — см. Плазма.

**ПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ** — материалы с высокой электропроводностью. Широко применяются для изготовления токонесущих элементов линий передач электрич. энергии, электрич. цепей приборов и аппаратов, обмоток электрич. машин, трансформаторов, катушек индуктивности и т. п.

П. м., как правило, обладают высокой пластичностью, антикоррозионной стойкостью, достаточной механич. прочностью; такие свойства необходимы при изготовлении из них проводов, профилированных токонесущих деталей и т. д. П. м. обладают электронной проводимостью (см. *Электропроводность*). Наиболее электропроводны при обычных темп-рах химически чистые 1-валентные металлы. При весьма низких темп-рах нек-рые металлы и сплавы обладают *сверхпроводимостью*. Статич. искажения кристаллич. решеток, ее динамич. нарушения, а также процессы, связывающие электроны, понижают электропроводность П. м. (см. *Остаточное сопротивление*); 1-е имеет место при образовании твердых растворов, пластич. деформации, воздействии проникающего ядерного излучения; 2-е — при нагреве; 3-е — при образовании нек-рых растворов и хим. соединений.

Основные характеристики П. м. см. в таблице (стр. 208).

Серебро — один из лучших П. м.; оно применяется для тонких токопроводов измерит. приборов, в высокочастотных схемах, а также для электродов, вжимаемых в керамику, стекло, кварц и т. д. Более дешевая медь благодаря благоприятному сочетанию высокой электропроводности, пластичности и коррозионной стойкости при удовлетворит. прочности — наиболее распространенный П. м. Для проводов применяется электролитически рафинированная и переплавленная медь марок МО (99,95% Cu) и М1 (99,9% Cu) в отожженном (ММ) и нагартованном (МТ) состояниях. Электросопротивление твердых (нагартованных) проводов неск. выше, чем мягких (отожженных) (см. табл.). В электровакуумной технике часто применяется переплавленная в вакууме т. н. бескислородная медь, отличающаяся повышенной пластичностью и не ухудшающая вакуум при длительной работе. При темп-рах выше  $100^\circ \text{C}$  медь заметно окисляется, а провода МТ постепенно теряют наклеп (повышенную прочность). Более прочны и более теплоустойки нек-рые сплавы Cu; напр., проволочный вольфрам. Так, провода из кадмиевой бронзы БрКд 1 (1% Cd) примерно в 3 раза прочнее ММ, хорошо сопротивляются истиранию и могут работать при темп-рах до  $250^\circ \text{C}$ . Из них готовят троллейные провода, антенный канатик, линии полевой телефонии, контакты и т. п. Алюминий, хотя и уступает Cu по уд. электропроводности и прочности, но вследствие значительно меньшего уд. веса провод из него при равной проводимости с медным в два с лишним раза легче. Кроме того, алюминиевые провода дешевле, поэтому они все более вытесняют медные. В основном применяются провода из Al марок АВ, АО и А1 в отожженном (АМ) и нагартованном (АТ) состояниях. Алюминиевые провода быстро покрываются на воздухе пленкой окислов, препятствующей надежному металлч. контакту. Их контакт обеспечивается сваркой и пайкой под спец. флюсами, ультразвуковой пайкой и холодной сваркой — методами, разрушающими окисную пленку. Для предотвращения быстрого

Физические свойства некоторых проводниковых материалов («технической» чистоты).

Материал	Уд. электр. сопротивл. $\rho$ (ом·мм <sup>2</sup> /м (при 20°))	Темп-рный коэфф. электр. сопротивл. $\alpha$ , 10 <sup>3</sup> (град <sup>-1</sup> )	Плотность ( $\rho$ /см <sup>3</sup> )	Темп-ра плавления (°С)	Предел прочности $\sigma_B$ (кгс/мм <sup>2</sup> )	Относит. удлинение при разрыве $\delta$ (%)
Серебро	0,0156	4,0	10,5	960,5	18	60
Медь ММ (отожженная)	0,0175	4,1	8,94	1083	25	40
» МТ (твердотянутая)	0,0180	4,1	—	—	38	2
Золото	0,022	3,8	19,3	1063	14	50
Алюминий АМ (отожженный)	0,0290	4,2	2,7	660	9	40
Алюминий АТ (твердотянутый)	0,0295	4,2	—	—	17	2
Магний	0,0446	3,9	1,74	651	15	12
Молибден	0,0477	4,5	10,2	2630	45	30
Вольфрам	0,0548	4,6	19,1	3400	50	10
Никель	0,0723	6,5	8,8	1454	45	40
Железо	0,0978	6,0	7,86	1539	28	40
Платина	0,100	3,8	21,4	1773	15	50
Олово	0,114	4,6	7,3	232	2	40
Тантал	0,135	3,9	16,6	3030	40	10
Свинец	0,205	3,7	11,3	3283	1,8	50
Титан	0,42—0,54	4,3	4,5	1660	33	40
Ртуть	0,958	0,99	13,55	—33,89	—	—
Натрий	0,0188	5,5	0,97	97,7	—	—
Калий	0,215*	—	0,854*	—	—	—
	0,0712	—	0,86	63,6	—	—
	0,372*	—	0,747*	—	—	—
Натрий-калиевая эвктика 77,2% К.	0,673*	—	0,804*	—12,3	—	—
Литий	0,355*	4,6	0,53	186	1,8	50
Кадмиевая бронза:						
отожженная	0,018	4	8,93		30	50
твердотянутая	0,0185	4	8,22		73	4
Бериллиевая бронза (2,25% Ве):						
отожженная	0,09	4	8,9		55	40
состаренная	0,04	4	8,88		110	7
Альдрей	0,0317	3,5	2,7	630	35	6,5

\* При 400 °С.

окисления поверхностей зажимных контактов с алюминием применяются спец. меры, напр. в контакт вводят пасту из 1 вес. части вазелина и 1 вес. части цинкового порошка. Алюминиевый проводниковый сплав альдрей (~0,4% Mg, ~0,6% Si, остальное Al) после соответствующей термич. обработки имеет примерно на 10% большее уд. сопротивление, чем Al, но по прочности приближается к твердотянутой меди. Железо и сталь, несмотря на их повышенную прочность, в виде проводов применяются ограниченно, в основном для передачи небольших мощностей постоянного тока. В случае переменного тока за счет поверхностного эффекта и потерь на гистерезис активное сопротивление этих П. м. может возрасти в 5—6 раз. Однако стальные конструкции большого сечения широко применяются как проводники электрич. тока (рельсы трамваев, железных дорог). В ряде случаев для уменьшения расхода цветных металлов, особенно при передаче небольших мощностей переменного тока, применяют биметаллич. провода. Так, наружный слой (40—50% сечения) сталь-медного провода состоит из Cu. Медь обеспечивает высокую проводимость на переменных токах и предохраняет сталь от коррозии; сталь, в свою очередь, повышает прочность провода (до 55—70 кгс/мм<sup>2</sup>). В спец. случаях, напр. для передачи очень больших мощностей на небольшие расстояния, в качестве П. м. применяют иногда жидкие металлы — Na, K и их смеси, Li, Hg и др. Применение П. м. для электрич. контактов см. в ст. *Контактные материалы*.

Лит.: 1) Усов В. В., Займовский А. С., Проводниковые реостаты и контактные материалы, М. — Л., 1957 (Металлы и сплавы в электротехнике, т. 2); 2) Справочник по электротехническим материалам, под ред. Н. П. Богородицкого и В. В. Пасынкова, т. 2, М. — Л., 1960; 3) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Материалы в радиоэлектронике, М. — Л., 1961; 4) Кабели и провода, под ред. В. А. Привезенцева и А. В. Лынькова, т. 1, М. — Л., 1959; 5) Соболевский А. Г., Провода, шнуры, кабели, М. — Л., 1962. Ш. Я. Коровский.

**ПРОГНОЗ ПОГОДЫ** — научно обоснованное предположение об изменениях погоды, составленное на основе анализа текущего и прошедшего развития атм. процессов. П. п. делятся на: краткосрочные (одни или двое суток), малой заблаговременности (на 3—7 дней), долгосрочные (на месяц и более). П. п. составляются как для отдельных пунктов, так и по трассе или маршруту или по определенной территории (область, район, республика).

В краткосрочных П. п. изменения погоды описываются детально, обычно по полусуткам. Изменения от часа к часу возможно предвидеть лишь в начальные часы периода, на к-рый составлен прогноз. Наиболее детально П. п. для авиации, где указываются вид и количество облачности по трассе, высота верхней и нижней границ облаков, направление и скорость ветра по высотам, условия болтанки самолета, дальность горизонтальной видимости, время и место наступления различных явлений (грозы, пыльной бури, тумана, обледенения и др.). В П. п. малой заблаговременности сообщается общий характер погоды за период (ясная или облачная, сухая или с дождями

и т. д.) и указываются пределы изменения темп-ры и ветра. Предсказания на каждый день периода не даются, т. к. пока еще недостаточно удачны. В П. п. на месяц предусматриваются знак и величина отклонений средней месячной темп-ры и суммы осадков от нормы, а также преобладающая погода. Дополнительно сообщаются даты наиболее резких изменений погоды: похолоданий, потеплений, переходов от сухой к ненастной погоде и т. п. Предсказания на последовательные периоды времени внутри месяца мало успешны. П. п. длительностью на сезон выпускаются пока лишь в экспериментальном порядке.

П. п. составляются методами синоптич. и динамич. метеорологии. Для этой цели по данным наблюдений метеорологич. и аэрологич. станций составляются *синоптические карты погоды* для разных уровней атмосферы от земной поверхности до высоты 30 км. Анализ карт выявляет существование крупных атм. образований (*воздушных масс*, разделяющих их *фронтов атмосферных, циклонов и антициклонов* и пр.), с движением и эволюцией к-рых связаны все изменения погоды. На основе изучения истории развития процессов определяется будущее положение и состояние атм. образований, *циркуляции атмосферы* (т. е. прогноз синоптич. ситуации) и затем оцениваются изменения погоды. Оценка и расчеты производятся на основе зависимостей, разработанных *динамической метеорологией*, а также на основе эмпирич. правил *синоптической метеорологии*.

Перспективным для развития методов П. п. является использование данных с метеорологич. спутников Земли. Различного рода статистич. связями между прошедшим и настоящим состоянием погоды широко пользуются в долгосрочных П. п.

Точность всех П. п. в пределах периода, на к-рый составляется прогноз, убывает со временем. Основной для оценки практич. пригодности к.-л. метода составления П. п. служит сравнение их удачности с удачностью инерционных прогнозов, к-рые заключаются в том, что на нек-рый будущий период времени характер погоды сохраняется тем же, каким был в аналогичном предыдущем периоде. Удачность инерционных П. п. превышает 50%, но с их помощью нельзя предвидеть существенных изменений и переломов погоды, к-рые отсутствуют в предыдущей погоде, что наиболее важно для практики. Удачность краткосрочных П. п. и прогнозов малой заблаговременности несколько выше 80%, т. е. прибл. в 20 прогнозах из 100 к.-н. из элементов погоды (облачность, осадки, темп-ра и др.) оказывается предсказанным неправильно. Причина наиболее крупных ошибок — неправильный прогноз синоптич. ситуации, особенно неверные предположения о направлении и скорости перемещения циклонов и атм. фронтов. Базой для оценки методов долгосрочных П. п. служит климато-логич. прогноз, основанный на климатич. особенностях месяца или сезона, выявленных из многолетних наблюдений. Удачность долгосрочных П. п. еще не высока.

В. А. Бугаев.

**ПРОГРАММИРОВАНИЕ** — составление программ решения математических и информационных задач на цифровых вычислительных машинах (ЦВМ). Под П. понимают также область прикладной математики, занимающуюся разработкой методов программирования задач для ЦВМ.

Различают 2 основных раздела П.: непосредственное П. и автоматическое П. При непосредств. П. вся работа, начиная от разработки общей схемы программы и кончая кодированием и вводом программы в машину, выполняется человеком-программистом. При автоматич. П. программист составляет только схему программы и записывает ее в сокращенном символич. виде. Вся же технич. работа по составлению и кодированию программы выполняется самой ЦВМ с помощью специальной программирующей программы.

**Программное управление ЦВМ.** Сущность П. состоит в представлении алгоритма решения задачи (см. *Кибернетика*) в виде последовательности элементарных операций, выполняемых ЦВМ. Любая ЦВМ может выполнять определенный состав арифметич. и логич. операций над числами. К арифметич. операциям относятся сложение, вычитание, умножение и деление. Логическими наз. обычно операции, выполняемые с целью проверки наличия или отсутствия к.-л. признаков у чисел; напр., проверка равенства числа нулю, проверка знака числа, сравнение данного числа с другим, проверка равенства нулю нек-рых разрядов числа и т. д. Подобные логич. операции человек-вычислитель выполняет в уме, оценивая получающиеся промежуточные результаты для определения хода дальнейших вычислений.

Арифметич. и логич. операции над числами в цифровых вычислительных машинах выполняются чрезвычайно быстро — в миллионные доли секунды. Однако для достижения общей высокой скорости решения задач недостаточно, чтобы каждая отдельная операция выполнялась очень быстро; необходимо еще, чтобы эти операции выполнялись автоматически в нужной последовательности и в большом количестве без вмешательства человека. Это обеспечивается в машинах применением программного управления. С точки зрения П., ЦВМ можно рассматривать состоящей из след. основных частей.

**Запоминающее устройство (ЗУ)**, предназначенное для приема, хранения и выдачи исходной информации, промежуточных величин и

результатов решения. В *запоминающем устройстве* хранится также в спец. кодированном виде и программа решения задачи, определяющая порядок работы машины. ЗУ состоит из отдельных ячеек, в каждую из к-рых может быть помещено одно число (обычно по 30—40 двоичных разрядов, что прибл. соответствует 8—11-значным десятичным числам). Обычно в машине все ячейки ЗУ имеют одинаковый размер — одинаковое количество разрядов; ячейки перенумерованы подряд и каждой присвоен постоянный номер, наз. ее адресом.

**Арифметическое устройство**, предназначенное для выполнения вычислений. Арифметич. устройство в любой электронной ЦВМ может выполнять ограниченное количество основных операций над числами. Состав этих операций выбирается при проектировании машины на основе анализа типовых вычислит. процессов, для выполнения к-рых она создается. Обычно к числу основных операций относятся 4 действия арифметики и ряд логич. операций.

**Устройство управления**, предназначенное для управления вычислит. процессом. Каждую операцию ЦВМ выполняет по определенной команде. Команда — это условный код (число), заставляющий машину выполнять определенную операцию. Последовательность команд составляет программу работы. Программа решения задачи записывается на спец. бланке в условном числовом коде. Каждая команда после записи на бланк представляет собой по внешнему виду нек-рое число, а вся программа — последовательность чисел. Программа работы машины вводится в ЗУ так же, как и обычные числа. В процессе решения задачи команды программы поочередно выбираются из ЗУ устройством управления. Выбранная команда расшифровывается устройством управления и выдается для выполнения в различные части машины. Каждая команда содержит 2 основные части — операционную и адресную. Операционная часть команды показывает, какую операцию должна выполнить машина по команде, адресная часть — откуда следует взять числа, над к-рыми должна быть выполнена указанная операция, и куда нужно записать результат операции. Все основные арифметич. и логич. операции, выполняемые машиной, перенумерованы, и каждая операция имеет свой постоянный номер — код операции, к-рый и указывается в операционной части команды при ее написании (напр., сложение — 01, вычитание — 03, умножение — 05, деление — 06 и т. д.).

При написании команды указывают: в операционной части — код операции, в адресной — номера ячеек, содержащих исходные для операции числа, и номер ячейки, куда нужно записать результат операции. Напр., может быть составлена команда вида

01	0026	0072	0136
----	------	------	------

Число 01 в левой клетке — код операции; числа 0026 и 0072 показывают, что нужно взять 1-е слагаемое из ячейки с номером 0026, а 2-е слагаемое из ячейки с номером 0072; число 0136 в 4-й клетке команды обозначает номер ячейки, в к-рую нужно записать результат сложения. Это пример т. н. трехадресной команды, в к-рой указываются сразу 3 адреса: адреса двух исходных чисел и адрес результата операции. Существуют также машины с одно-, двух-, четырех- и пятиадресными командами.

В одноадресных машинах полная арифметич. операция выполняется, как правило, не по одной команде, как в случае трехадресных, а при помощи неск. команд. Напр., одна команда вызывает одно число, 2-я команда — 2-е число и указывает операцию, 3-я

команда отсылает результат по заданному адресу. Устройство управления обеспечивает последоват. выполнение команд программы и управляет работой машины в процессе выполнения каждой команды — в течение такта работы. После выполнения очередной команды в спец. схеме, в т. н. счетчике команд, автоматически прибавляется единица и производится выборка следующей команды из ячейки ЗУ, имеющей номер на единицу больше, чем предыдущая команда. Так выполняются команды арифметич. и логич. операций. В каждой из них, как правило, участвуют 2 исходных числа и получается одно число, являющееся результатом операций.

Помимо этого, существуют т. н. команды управления и вспомогат. команды, служащие для пуска или остановки машины, переписи чисел из одного места ЗУ в другое, для приема исходных данных и выдачи результатов операции, а также для изменения порядка выполнения команд программы. Команды, служащие для изменения порядка выполнения команд программы, наз. командами условного и безусловного перехода. Обычно команды программы выполняются подряд до тех пор, пока не встретится команда условного или безусловного перехода. Команда безусловного перехода, поставленная в определенном месте программы, показывает, к какой команде программы перейти после выполнения данной команды. Команда условного перехода осуществляет переход к той или иной команде программы в зависимости от выполнения нек-рого условия.

Команда условного перехода в трехадресной машине может, напр., иметь след. строение и назначение. В двух первых адресах указывают номера ячеек ЗУ, где хранятся 2 нек-рых числа, к-рые должны сравниться между собой. По команде условного перехода производится выборка обоих чисел и сравнение их между собой. Если 1-е число больше 2-го, то происходит переход к команде, номер к-рой указан в 3-м адресе команды условного перехода. Если же 2-е число больше 1-го или равно ему, то после команды условного перехода выполняется следующая по порядку команда. При другом строении команды условного перехода в первых двух адресах могут указываться номера ячеек памяти с двумя командами программы, к к-рым может быть совершен переход после команды условного перехода; 3-й адрес не используется. Выбор той или иной команды из указанных двух команд осуществляется в зависимости от результата операции, выполнявшейся непосредственно перед командой условного перехода.

Большинство команд арифметич. и логич. операций в машинах построено так, что, помимо результата операции, эти команды выдают и дополнит. признак — т. н. сигнал  $\omega$ , характеризующий нек-рые альтернативные свойства числа, являющегося результатом выполнения данной команды. Под альтернативными свойствами понимают такие свойства, к-рые могут либо быть, либо не быть, т. е., условно говоря, признак  $\omega$  может быть равен либо 0, либо 1. Напр., операция сложения выполняется так, что если результат сложения отрицателен, то  $\omega = 1$ , а если положителен или нуль, то  $\omega = 0$ . Этот сигнал  $\omega$  передается из арифметич. устройства в устройство управления, к-рое использует его при выполнении команды условного перехода для определения номера следующей команды, подлежащей выполнению. При этом команда условного перехода выполняется по правилу: если предыдущая команда дала  $\omega = 1$  ( $\omega = 0$ ), то следующей выполняется команда программы, номер к-рой указан во 2-м (1-м) адресе команды условного перехода.

Т. о., команда условного перехода в обеих описанных модификациях позволяет произвести выбор того или иного направления в продолжении вычислений

в зависимости от нек-рого условия. Это — весьма важное свойство программно-управляемых машин, обеспечивающее полную автоматичность их работы. Как известно, в процессе сложных вычислений часто приходится решать вопрос, как вести вычисления дальше, после того как получены те или иные промежуточные результаты. Выбор этих направлений можно возложить на машину благодаря наличию команды условного перехода, если соответствующим образом запрограммировать получение результатов с определенными признаками и поставить после этого команды условного перехода.

**Непосредственное П.** Рассмотрим пример составления простой программы для трехадресной машины. Требуется составить программу для решения любой системы двух линейных алгебраич. ур-ний с двумя неизвестными:  $Ax + By = C$ ,  $Dx + Ey = F$ , для случая, когда  $AE - BD \neq 0$ .

Решая совместно эту систему, получим

$$x = \frac{CE - BF}{AE - BD}; \quad y = \frac{AF - CD}{AE - BD}.$$

Составим программу для вычисления по этим ф-лам.

Составлять программу сразу с действит. адресами ячеек памяти машины неудобно, т. к. заранее неизвестно, сколько команд будет содержать программа (последнее затрудняет расположение материала в памяти машины). Поэтому сперва составим программу в «буквенно-числовых» обозначениях. Напр., ячейки, отведенные для команд программы, обозначим знаками  $a + 1, a + 2, \dots$ , ячейки для исходных данных — знаками  $b + 1, b + 2, \dots$ , и т. д. Начальные данные задачи (числа  $A, B, C, D, E, F$ ) разместим след. образом:

Номер ячейки	$b + 1$	$b + 2$	$b + 3$	$b + 4$	$b + 5$	$b + 6$
Содержимое ячейки	$A$	$B$	$C$	$D$	$E$	$F$

Рабочими ячейками (т. е. ячейками для временного хранения чисел) пусть будут ячейки  $c + 1, c + 2, \dots$  для результатов отведом ячейки  $d + 1, d + 2, \dots$  При составлении программы будем слева от каждой команды записывать, пользуясь восьмеричной системой счисления, номер ячейки памяти, предназначенной для ее хранения, и отделять этот номер ячейки от команды закрытой скобкой (восьмеричная система применяется для записи адресов и кодов потому, что при этом упрощается перевод кодов в двоичную систему счисления, в к-рой обычно работают ЦВМ).

В каждой команде двухразрядное число, стоящее слева, означает код соответствующей операции. Порядок вычислений величин  $x$  и  $y$  следующий.

«Перемножить числа  $A$  и  $E$ ; произведение записать в рабочую ячейку  $c + 1$ »:

$$a + 1) 05, b + 1, b + 5, c + 1.$$

«Перемножить числа  $B$  и  $D$ ; произведение записать в ячейку  $c + 2$ »:

$$a + 2) 05, b + 2, b + 4, c + 2.$$

«Из числа  $AE$ , расположенного в ячейке  $c + 1$ , вычесть число  $BD$ , стоящее в ячейке  $c + 2$ ; разность записать в ячейку  $c + 1$ »:

$$a + 3) 03, c + 1, c + 2, c + 1.$$

«Перемножить числа  $C$  и  $E$ ; произведение записать в ячейку  $c + 2$ »:

$$a + 4) 05, b + 3, b + 5, c + 2.$$

«Перемножить числа  $B$  и  $F$ ; произведение записать в ячейку  $c + 3$ »:

$$a + 5) 05, b + 2, b + 6, c + 3.$$

«Из числа  $CE$ , находящегося в ячейке  $c + 2$ , вычесть число  $BF$ , стоящее в ячейке  $c + 3$ ; разность записать в ячейку  $c + 2$ »:

$$a + 6) 03, c + 2, c + 3, c + 2.$$

«Разделить число  $CE - BF$ , помещенное в ячейке  $c + 2$ , на  $AE - BD$  из ячейки  $c + 1$ ; частное записать в ячейку  $d + 1$ »:

$$a + 7) 06, c + 2, c + 1, d + 1.$$

После выполнения этой команды будет получена искомая величина  $x$ .

«Перемножить числа  $A$  и  $F$ ; произведение записать в ячейку  $c + 2$ »:

$$a + 10) 05, b + 1, b + 6, c + 2$$

(после  $a + 7$  следует  $a + 10$ , т. к. запись ведется в восьмеричной системе счисления, в к-рой сочетание цифр 10 означает 8).

«Перемножить числа  $C$  и  $D$ ; произведение записать в ячейку  $c + 3$ »:

$a + 11$ ) 05,  $b + 3$ ,  $b + 4$ ,  $c + 3$ .

«Из числа  $AF$ , расположенного в ячейке  $c + 2$ , вычесть число  $CD$ , стоящее в ячейке  $c + 3$ ; разность записать в ячейку  $c + 2$ »:

$a + 12$ ) 03,  $c + 2$ ,  $c + 3$ ,  $c + 2$ .

Разделить число  $AF - CD$ , расположенное в ячейке  $c + 2$ , на число  $AE - BD$ , находящееся в ячейке  $c + 1$ ; разность записать в ячейку  $d + 2$ :

$a + 13$ ) 06,  $c + 2$ ,  $c + 1$ ,  $d + 2$ .

После выполнения этой команды будет получена 2-я искомая величина  $y$ .

Выполняя составленные нами команды, машина решит заданную систему ур-ний. Однако все вычисления она произведет в двоичной системе счисления; поэтому величины  $x$  и  $y$  необходимо преобразовать в десятичные числа.

«Два числа  $x$  и  $y$ , расположенные соответственно в ячейках  $d + 1$  и  $d + 2$ , перевести из двоичной системы счисления в десятичную; результат снова записать в ячейки  $d + 1$  и  $d + 2$ »:

$a + 14$ ) 07,  $d + 1$ , 0002,  $d + 1$ .

В этой команде, так же как и в следующей, число, стоящее во 2-м адресе, указывает количество преобразуемых чисел, начиная с адреса  $d + 1$ . Преобразуемые числа будут записываться по порядку, начиная с ячейки  $d + 1$ .

Теперь надо вывести полученные результаты из машины на перфокарты.

«Два числа  $x$  и  $y$ , стоящие в последоват. ячейках  $d + 1$  и  $d + 2$ , перенести на перфокарты»:

$a + 15$ ) 10,  $d + 1$ , 0002, 0000.

Последняя команда — «останов»:

$a + 16$ ) 11, 0000, 0000, 0000.

Составление программы окончено; собрав вместе все команды, получим программу в буквенном виде (см. табл.). Выбрав конкретные места в ЗУ для расположения команд программы, исходных данных и результатов, определим значения букв  $a, b, c, d$  и по ним вычислим конкретные значения всех адресов. Так получаается программа в окончат. виде:

Номер ячейки	Команда, хранящаяся в ячейке			
$a + 1$	05,	$b + 1$	$b + 5$	$c + 1$
$a + 2$	05,	$b + 2$	$b + 4$	$c + 2$
$a + 3$	03,	$c + 1$	$c + 2$	$c + 1$
$a + 4$	05,	$b + 3$	$b + 5$	$c + 2$
$a + 5$	05,	$b + 2$	$b + 6$	$c + 3$
$a + 6$	03,	$c + 2$	$c + 3$	$c + 2$
$a + 7$	06,	$c + 2$	$c + 1$	$d + 1$
$a + 10$	05,	$b + 1$	$b + 6$	$c + 2$
$a + 11$	05,	$b + 3$	$b + 4$	$c + 3$
$a + 12$	03,	$c + 2$	$c + 3$	$c + 2$
$a + 13$	06,	$c + 2$	$c + 1$	$d + 2$
$a + 14$	07,	$d + 1$	0002	$d + 1$
$a + 15$	10,	$d + 1$	0002	0000
$a + 16$	11,	0000	0000	0000

Чтобы применение ЦВМ было целесообразным, машины должны выполнять много операций по программе, состоящей из небольшого количества команд. Этого можно добиться составлением таких программ, по к-рым машина сперва осуществляла бы ряд операций, затем сама видоизменяла нужным образом часть команд программы и снова выполняла уже видоизмененную программу, и так до тех пор, пока решение задачи не будет доведено до конца.

Изменение команд наз. п е р е а д р е с а ц и е й. Кроме видоизменения команд программы, нужно, во-первых, определить момент, когда следует и следует ли перейти к повторному выполнению команд; во-вторых, нужно заставить машину «вернуться» обратно, т. е. нужно проверить выполнение нек-рого логич. условия, а затем, если это условие выполнено, перейти с конца нек-рого участка программы к его началу. Участки программы, выполняемые машиной многократно, наз. ц и к л а м и п р о г р а м м ы. Участки программы, предназначенные для проверки к.-н. логич. условия, в зависимости от выполнения или невыполнения к-рого машина должна перейти к одному из двух возможных вариантов дальнейшего вычисления, наз. р а з в е т в л е н и я м и п р о г р а м м ы.

Если нужно проверить истинность логич. условия «сумма двух чисел отрицательна», то достаточно произв-сти сложение этих чисел. Образование сигнала  $\omega$  ( $\omega = 1$ ) означает выполнение этого условия, отсутствие сигнала  $\omega$  ( $\omega = 0$ ) — невыполнение его.

Вслед за командой, проверяющей выполнение логич. условия, должна быть поставлена команда условного перехода. При наличии сигнала  $\omega$  машина по команде условного перехода перейдет к выполнению команды, номер к-рой стоит, напр., во 2-м адресе команды условного перехода. При отсутствии сигнала будет произведен переход к команде, номер к-рой стоит в 1-м адресе команды условного перехода.

Основной прием, облегчающий непосредственное П., — метод блок-схем. Перед написанием программы составляют ее блок-схему, представляющую собой графич. изображение последовательности выполняемых вычислений в виде набора прямоугольников — блоков, соединенных стрелками. Каждый блок соответствует определенному этапу вычислений; внутри блока записывается (словами или ф-лами) содержание этапа; стрелки, соединяющие блоки, показывают последовательность выполнения этапов. В соответствии с намеченной блок-схемой составляются программы отдельных участков, сначала в буквенных (условных) адресах. Затем производится объединение отдельных участков программы (подпрограмм) и присваивание действит. адресов.

Важный вопрос П. — распределение памяти (ячеек ЗУ) машины. Эта работа выполняется после составления общей блок-схемы программы. Наибольшие трудности вызывает распределение памяти в случаях обработки большого объема данных, к-рые приходится размещать на магнитных лентах и барабанах. При П. в этом случае должны предусматриваться спец. команды для переписи исходных данных с лент и барабанов в оперативную память и вывода полученных результатов на ленты, барабаны или на печать.

Контроль вычислений. Естественно, что в процессе подготовки задачи к решению на машине, а также непосредственно в процессе решения необходимо осуществлять контроль правильности получаемых результатов. Проверка правильности алгоритма и исходных данных задачи, а также проверка составленной программы производится специалистом-математиком, подготовляющим задачу. Правильность переноса материала на перфокарты обеспечивается тем, что перенос этот осуществляется «в 2 руки» — двумя людьми независимо друг от друга; после чего 2 комплекта перфокарт сличаются между собой при помощи электромехан. устройства — контрольника. Если нек-рые перфокарты оказываются не тождественными, то они удаляются из обоих комплектов и вместо них пробиваются новые (опять «в 2 руки»).

Правильность ввода программы в память машины контролируется автоматически, для чего в программу ввода включают спец. команды. При этом часто пользуются приемом контрольного суммирования: после ввода программы и исходных данных материал, введенный в память, суммируется. Полученную т. н. контрольную сумму по спец. команде машина сравнивает с заранее введенным в нее значением этой контрольной суммы или со значением, полученным при предшествующем вводе (повторный ввод).

Если программа применяется впервые, то перед тем, как приступить к решению задачи, производится отладка ее на машине. Сущность отладки состоит в том, что с помощью программы производится ряд контрольных вычислений, как правило, при упрощенных исходных данных. Результаты, выдаваемые при этом машиной, сличаются с заранее заготовленными результатами, полученными ручным счетом. При отладке программы на машине могут быть выявлены ошибки,



допущенные в процессе составления программы. Только после устранения этих ошибок приступают к собственно решению задачи на машине.

Чтобы быть уверенным в правильности решения задачи, необходимо также контролировать правильность вычислений, производимых машиной. Наиболее простой способ контроля — двойной счет. В простейшем случае можно решить задачу дважды, полученные результаты напечатать и затем сравнить между собой. Тожественность результатов служит признаком того, что в процессе вычислений машина не допускала случайных сбоев.

Обычно контроль правильности вычислений предусматривается в программе. Тогда этот контроль осуществляется автоматически самой машиной. Двойной счет может быть применен и в этом случае. Можно составить программу так, чтобы машина решила задачу один раз, просуммировала результаты, затем решила задачу 2-й раз, снова просуммировала результаты и, если обе контрольные суммы совпадут, выдала результаты (напр., на перфокарты). Такой контроль применяется довольно часто. Практика показывает его высокую надежность, но при этом время, расходуемое на решение задачи, увеличивается вдвое. Иногда для контроля правильности результатов предусматривается проверка выполнения к.-л. соотношения, связывающего вычисляемые величины, при условии, конечно, что данное соотношение не используется для вычисления этих величин.

**Операторное П.** Значительным шагом вперед в деле развития П. явился операторный метод, предложенный в 1953 г. А. А. Ляпуновым. В этом методе П. алгоритм, избранный для решения задачи, расчленяется на отдельные более или менее самостоятельные части — о п е р а т о р ы. Затем составляется логич. схема программы, в к-рой операторы обозначаются буквами, расположенными в виде строки слева направо в порядке их выполнения. Кроме того, применяются спец. знаки переходов в тех случаях, когда порядок записи операторов в схеме не соответствует порядку их выполнения. Если оператор зависит от параметров, то при букве соответствующего оператора ставится сверху последовательно индексов, обозначающих эти параметры. Порядковый номер оператора в схеме обозначается нижними индексами.

При П. задач чаще всего встречаются след. типы операторов: арифметические ( $A_m^{i,j,k,\dots}$ ), логические ( $P_m^{i,j,k,\dots}$ ), операторы переадресации ( $F_m(i)$ ), операторы восстановления ( $O_m(i)$ ) и нек-рые др. Обычно производится переадресация тех команд, адреса к-рых зависят от к.-л. параметра. Если переадресация связана с изменением значения, напр. параметра  $j$ , то, чтобы это показать, пишут  $F_m(j)$ . Переадресация, обусловленная изменением неск. параметров, выполняется таким количеством операторов, каково число этих параметров. Оператор восстановления служит для восстановления команд, измененных в процессе работы. Если восстанавливаются команды, зависящие, напр., от параметра  $i$ , то пишут  $O_m(i)$  и т. д. В схеме программы каждый оператор изображает нек-рую совокупность команд будущей программы.

В логич. схеме (и в программе) каждый нелогич. оператор может передавать управление только в одном направлении, а логич. оператор — в одном из нескольких (обычно — в одном из двух) направлений. Возможные переходы между операторами с пропуском др. операторов, стоящих в логич. схеме, принято обозначать стрелками. При этом переход от логич. оператора в случае, когда проверяемое им условие выполнено, изображается стрелкой, проведенной над строкой операторов, а переход в случае, когда условие не выполнено — стрелкой, расположенной под

строкой операторов. Расположение стрелок, обозначающих переходы с пропусками от нелогич. операторов, безразлично (иногда вместо стрелок употребляют др. знаки перехода).

Составим, напр., операторную схему для след. простой задачи. Пусть требуется вычислить значение определенного интеграла

$$\int_1^x t^n dt \quad (x > 0). \quad (1)$$

Здесь исходными являются 2 числа:  $x$  и  $n$ . Значение интеграла вычисляется по ф-лам:

$$\int_1^x t^n dt = \frac{x^{n+1} - 1}{n+1} \quad \text{при } n \neq -1 \quad (2)$$

$$\int_1^x t^n dt = \ln x \quad \text{при } n = -1. \quad (3)$$

Схема программы будет состоять из след. операторов:

$$P_1 A_2; A_3 Y_4;$$

$P_1$  — оператор проверки логич. условия, ( $n \neq -1$ );  $A_2, A_3$  — арифметич. операторы вычислений по ф-лам (2) и (3) соответственно;  $Y_4$  — оператор останова машины.

Операторный метод П. имеет след. достоинства. 1) Работа по П. расчленяется на 2 стадии: а) составление логич. схемы программы работниками высокой квалификации, б) формальное расписание команд программы техниками или автоматически самой ЦВМ с помощью спец. программирующей программы. 2) Обеспечивается возможность независимого (а значит, и одновременного) П. неск. лицами различных операторов и возможность сравнительно простого объединения полученных участков программы. Сюда же относится удобство возобновления работы по составлению программы после перерыва, что весьма затруднительно при непосредственном П. 3) Обеспечивается возможность построения программирующей программы, состоящей из самостоятельных частей — блоков, имеющих различное функциональное назначение и последовательно перерабатывающих исходную информацию в соответствии с определенными типами операторов.

**АЛГОЛ-60.** Международный алгоритмич. язык АЛГОЛ-60 введен в 1960 г. для облегчения обмена алгоритмами и развития автоматизации П. Алфавитом языка служит определенный набор «базисных символов», к к-рым относятся строчные и прописные буквы латинского алфавита, арабские цифры, 2 значения логич. переменных — «истина» и «ложь», а также различные знаки пунктуации, наз. ограничителями. В состав основных символов входят нек-рые английские слова (эти слова при написании подчеркиваются).

Основные типы операторов в АЛГОЛе-60: операторы присваивания, осуществляющие вычисление арифметич. или логич. выражений, составляющих правые части операторов, и присваивание полученных значений переменным, составляющим левые части операторов; операторы переходов, включающие в себя символ «go to» — «перейти», т. н. именуемое выражение, указывающее метку оператора, к к-рому следует перейти; операторы процедур, обеспечивающие выполнение автономных участков алгоритма, заданных в описании соответствующих процедур. Для описания циклич. процессов в языке предусматривается спец. оператор цикла. Он состоит из заголовка цикла и оператора, к-рый должен быть выполнен в цикле. Заголовок цикла определяет порядок многократного повторения оператора, следующего за заголовком цикла, при различных значениях параметра цикла. Все перечисленные операторы относятся к безусловным операторам.

Кроме безусловных операторов, в АЛГОЛе-60 предусматриваются условные операторы вида «if B then A else C», где В — логич. выражение, к-рое может иметь два значения: «true» или «false» («истина» или «ложь»); А — безусловный оператор; С — оператор, а «if» («если»), «then» («тогда»), «else» («иначе») — символы операций следования. Указанный условный оператор задает след. последовательность действий: а) вычислить выражение В; б) если оно истинно, то выполнить оператор А; в) если оно ложно, то перейти к оператору С.

Основные достоинства АЛГОЛа-60: а) близость к обычному языку математич. ф-л; б) универсальность, обусловленная отсутствием ограничений, связанных с особенностями кон-

кретных вычислит. машин; в) наличие строгого формального синтаксиса, т. е. четкой системы правил, определяющих порядок образования любых сложных выражений языка из заданного набора базисных символов. АЛГОЛ-60, несмотря на ряд недостатков (сложность реализации процедур, недостаток средств для описания отдельных особенностей вычислит. процессов и др.), является распространенным международным языком для описания вычислительных математич. алгоритмов. Этот язык находится в состоянии развития и усовершенствования. Для описания экономических и управленческих задач, а также для описания управляющих алгоритмов АЛГОЛ-60 оказывается недостаточно удобным, и для этих целей применяются и разрабатываются др. языки (см. *Языки алгоритмической*).

*Лит.:* 1) Гнеденко Б. В., Королюк В. С., Ющенко Е. Л., *Элементы программирования*, М., 1961; 2) Китов А. И., Крицкий И. Н. А., *Электронные цифровые машины и программирование*, 2 изд., М., 1961; 3) Ляпунов А. А., *О логических схемах програмы*, в кн.: *Проблемы кибернетики*, вып. 1, М., 1958, с. 46—74; 4) Система автоматизации программирования, под ред. Н. П. Трифонова и М. Р. Шура-Бура, М., 1961; 5) Вакс Дж. В. [и др.], *Сообщение об алгоритмическом языке АЛГОЛ-60*, «Ж. вычислительной матем. и матем. физики», 1961, т. 1, № 2.

А. И. Китов.

**ПРОГРАММИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЕ** — метод решения задач теории оптимальных систем (см. *Оптимальное управление*), в к-рых требуется определить наилучший в том или ином смысле процесс управления («оптимальную стратегию»). Исходной идеей П. д. является т. н. принцип оптимальности Р. Беллмана, устанавливающий свойства оптимальной стратегии. Принцип оптимальности позволяет записывать ур-ния для ф-ции, характеризующей качество оптимальной стратегии, в зависимости от начального и конечного состояний процесса («функции дохода»). П. д. пользуются в теории автоматич. регулирования (см. *Управление и регулирование автоматическое*), математич. экономике, при решении задач навигации и т. п.

Л. И. Розоноэр.

**ПРОГРАММИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЕ** — математич. дисциплина, изучающая теоретич. принципы и численные методы решения условных линейных экстремальных задач, в к-рых целевая ф-ция (показатель качества решения задачи) — линейная ф-ция переменных (т. н. параметров управления), а ограничения представляются собой линейные равенства или неравенства. В задаче П. л. требуется вычислить вектор  $X(x_1, \dots, x_n)$ , на к-ром достигается экстремум линейной формы

$$L(X) = \sum_{j=1}^n c_j x_j \quad (1)$$

при условиях

$$\sum_{j=1}^n a_{ij} x_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, m_1, \quad (2)$$

$$\sum_{j=1}^n a_{ij} x_j \leq b_i, \quad i = m_1 + 1, \dots, m, \quad (3)$$

$$x_j \geq 0, \quad j = 1, 2, \dots, n_1 \leq n. \quad (4)$$

П. л. — наиболее разработанный раздел *программирования математического*. Оно представляет собой теоретич. основу для решения широкого класса задач управления техникой и планирования производства и экономики.

Методы П. л. — последовательность однообразных по процедуре выполнения итераций, приводящих через конечное число шагов или в пределе к оптимальному плану П. л.

*Лит.:* 1) Канторович Л. В., *Экономический расчет наилучшего использования ресурсов*, М., 1959; 2) Юдин Д. Б., Гольштейн Е. Г., *Задачи и методы линейного программирования*, М., 1961; 3) Гасс С., *Линейное программирование*, пер. с англ., М., 1961.

**ПРОГРАММИРОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ** — математич. дисциплина, разрабатывающая теорию и методы решения условных экстремальных задач. Основная особенность задач П. м., отличающая их от условных экстремальных задач классич. анализа, —

наличие неравенств среди ограничений, определяющих область изменения переменных. Известные методы решения задач на условный экстремум с помощью т. н. множителей Лагранжа здесь непосредственно неприменимы. Использование классич. методов дифференциального исчисления для решения задач П. м. (даже при относительно небольшом числе переменных и ограничений) требует решения огромного количества условных экстремальных задач с ограничениями-равенствами и сравнения между собой значений оптимизируемой ф-ции в полученных при этом экстремальных точках. Производительность цифровых вычислит. машин (ЦВМ) не обеспечивает решения задач П. м. классич. методами.

П. м. — основная часть формального анализа разнообразных задач управления и планирования. Задачи планирования экономики и управления техникой сводятся обычно к выбору совокупности чисел (т. н. параметров управления), обеспечивающих экстремум нек-рой ф-ции (целевой ф-ции или показателя качества решения) при ограничениях вида равенств или неравенств, определяемых условиями работы системы. Обычно физ. смысл параметров управления заставляет предполагать все переменные или часть их неотрицательными. Условия неотрицательности переменных играют особую роль при построении методов П. м.; поэтому их выделяют из общей системы условий. Т. о., в задачах П. м. требуется вычислить вектор  $X = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ , обращающий в максимум или в минимум (в зависимости от постановки задачи) ф-цию  $f(X) = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  при условиях

$$g_i(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0; \quad i = 1, 2, \dots, m_1, \\ g_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \leq 0; \quad i = m_1 + 1, \dots, m, \quad (1) \\ x_j \geq 0; \quad j = 1, 2, \dots, n_1 \leq n.$$

В зависимости от свойств ф-ций  $f$  и  $g_i$  П. м. разделяется на ряд частных, в различной мере разработанных дисциплин. Задачи, в к-рых  $f$  и  $g_i$  — линейные ф-ции переменных  $x_j$ , составляют предмет *программирования линейного*. Задачи, в к-рых показатель качества решения  $f$  или нек-рые из ф-ций  $g_i$  нелинейны, относятся к *нелинейному программированию*.

В зависимости от того, являются ли исходные параметры, характеризующие условия задачи, вполне определенными числами или случайными величинами, П. м. разделяется на дисциплины, изучающие методы управления и планирования в условиях полной информации и в условиях неопределенности. Методы решения условных экстремальных задач при наличии случайных параметров в условиях задачи наз. *стохастическим программированием*. Решение задач, связанных с использованием нек-рых стандартов, когда параметры управления по своему физ. смыслу могут принимать лишь ограниченное число дискретных значений, составляет раздел *целочисленного программирования*. К целочисленному программированию сводится решение большого числа комбинаторных нелинейных выпуклых условных экстремальных задач. В ряде случаев исходные параметры задачи могут изменяться в нек-рых пределах. В связи с актуальностью исследования влияния вариации отдельных параметров показателя качества и ограничений на решение задачи возникло *параметрическое программирование*.

Структура и производительность современных ЦВМ ограничивают возможности решения задач П. м. с большим числом переменных и условий. Новое направление в П. м. — *блочное программирование* — изучает возможности получения точного или приближенного оптимального плана

задачи больших размеров по решению ряда частных задач с меньшим числом переменных и ограничений.

Лит.: 1) Деннис Д. В., Математическое программирование и электрические цепи, пер. с англ., М., 1961; 2) Зойтендейк Г., Методы возможных направлений, пер. с англ., М., 1963; 3) Эрроу К. Дж., Гурвиц Л., Удзава Х., Исследования по линейному и нелинейному программированию, пер. с англ., М., 1962; 4) Гельфанд И. М., Цетлин М. Л., О некоторых способах управления сложными системами, «УМН», 1962, т. 17, вып. 1. Д. Б. Юдин.

**ПРОДОЛЬНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ** (модуль Юнга) — отношение нормального напряжения в материале к относительному удлинению, вызванному этим напряжением вдоль линии его действия (см. *Модули упругости*).

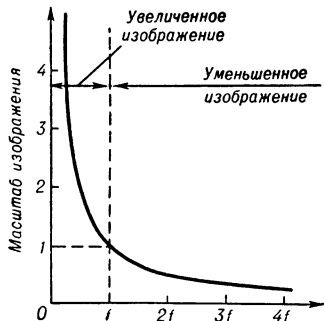
**ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ** — упругие возмущения, распространяющиеся в газах, жидкостях и твердых телах. Направление колебаний частиц в П. в. совпадает с направлением распространения волны, а деформации являются деформациями всестороннего сжатия и разрежения (растяжения). Фазовая скорость П. в. в жидкости и газе определяется ф-лой  $c = \sqrt{K/\rho}$ , а в твердом теле  $c = \sqrt{(K + 4/3 G)/\rho}$ , где  $K$  — модуль всестороннего сжатия жидкости, газа или твердого тела,  $G$  — модуль сдвига твердого тела,  $\rho$  — плотность среды. В анизотропных твердых телах (кристаллах) П. в. могут распространяться только в определенных направлениях — в каждом со своей фазовой скоростью.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, ч. 1, гл. VIII, § 63, ч. 2, гл. III, § 22; 2) Колеский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. II, § 1-4; 3) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. VI, § 1, 2, 4; 4) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 1, § 1, гл. IV, § 1, 3, гл. V, § 1. И. А. Викторова.

**ПРОДОЛЬНЫЙ ИЗГИБ** — деформация изгиба прямого длинного стержня при действии на него продольных (т. е. направленных по оси) сжимающих сил. При возрастании нагрузки от нуля П. и. появляется не сразу, а возникает внезапно лишь по достижении силами нек-рого критич. значения  $P_{кр} = \pi^2 EI / (\mu l)^2$ , где  $l$  — длина стержня,  $E$  — модуль упругости,  $I$  — момент инерции поперечного сечения,  $\mu$  — коэфф., зависящий от способа закрепления. В момент появления П. и. стержень от первой формы равновесия, соответствующей укорочению без искривления оси, переходит к второй, соответствующей П. и. Таким образом, понятие П. и. — частный случай более широкого понятия — потери устойчивости упругих систем.

**ПРОЕКЦИОННАЯ ПЕЧАТЬ** — способ фотографич. копирования изображений, позволяющий получать увеличенные или уменьшенные копии (отпечатки).

Различие в размерах изображения между копией и оригиналом — основное преимущество П. п. перед контактной печатью. П. п. производится с помощью увеличительных аппаратов, оптическая система к-рых (объектив) проектирует изображение оригинала на светочувствительный слой копии (фотобумага, киноплёнка). Масштаб копии относительно оригинала зависит от фокусного расстояния объектива и от взаимного расположения объектива и оригинала (рис.). П. п. применяется при изготовлении увеличенных отпечатков с малоформатных негативов, а также при печати



Масштаб изображения в зависимости от расстояния между передним фокусом объектива и предметом.

фильмокопий с уменьшением изображения (с 35-мм пленки на 16-мм пленку).

А. С. Хайкин.

**ПРОЕКЦИОННЫЙ АППАРАТ** — оптич. устройство, проецирующее изображения различных объектов направленным световым потоком на рассеивающие непрозрачные или полупрозрачные экраны. По оптич. действию П. а. разделяются на: диаскопические и эпископические (рис. 1) — воспроизводящие изображения

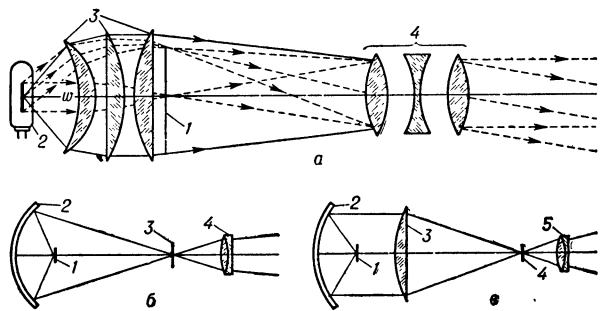


Рис. 1. Оптическая схема диаскопического проекционного аппарата: а — с линзовой осветительной системой (1 — диапозитив; 2 — источник света; 3 — конденсор; 4 — проекционный объектив); б — с зеркальной осветительной системой (2 — зеркало эллипсоидальной формы, в первом фокусе к-рого помещен источник света 1, а во втором — диапозитив 3; 4 — объектив; 5 — с зеркально-линзовой осветительной системой (1 — источник света, расположенный в фокусе параболического зеркала 2; 3 — положительная линза; 4 — диапозитив; 5 — объектив).

прозрачных объектов в проходящем свете (кинопроекторы, проекционные фонари, фотоувеличители, микропроекторы, установки для чтения микрофильмов); эпископические (рис. 2) — воспроизводящие изображения непрозрачных объектов в отражаемом ими свете (эпископы; установки для проецирования профилей, калибров, деталей; приборы для копирования топографич. карт, проецирования чертежей, рисунков и т. п.); эпидиаскопические — представляющие собой комбинацию диаскопического и эпископич. приборов и допускающие проецирование как прозрачных, так и непрозрачных объектов.

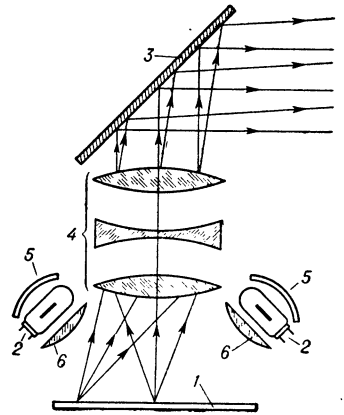


Рис. 2. Оптическая схема эпископического проекционного аппарата: 1 — проецируемый объект; 2 — источник освещения объекта; 3 — зеркало, направляющее лучи на экран; 4 — проекционный объектив; 5 — контрорражатель; 6 — конденсор осветительной системы.

П. а. состоит из механич. части, обеспечивающей определенное положение объектов относительно оптич. частей, смену их проецирования, и оптич. части, состоящей из осветительной системы с источником света и проекционного объектива. В качестве источников света применяются: угольные дуги и газоразрядные ксеноновые лампы — в П. а. большой световой мощности, лампы накаливания — в аппаратах средней и малой мощности.

Оптич. схемы и устройства П. а. различных типов зависят от способа проекции и световой мощности проектора. В диаскопич. П. а. оптич. схема осветительной системы — линзовая, зеркальная или зеркально-линзовая (рис. 1, а, б, в). Применение той или иной

схемы определяется увеличением, с к-рым оптич. система изображает светящееся тело источника, и величиной угла  $\omega$  охвата, в пределах к-рого световой поток от источника света поступает в осветительную систему. Чем больше  $\omega$ , тем больше освещенность диапозитива. Однако возрастание aberrаций ставит предел увеличению  $\omega$ . Более всего ограничивается угол охвата в линзовых осветительных системах со сферич. поверхностями. Макс. угол охвата у линзовых осветительных систем  $90^\circ$ , у зеркальных и зеркально-линзовых систем  $140-150^\circ$ . Для достижения предельных значений углов применяют оптич. поверхности асферич. формы; последние позволяют уменьшить сферич. aberrацию системы и наилучшим образом направить световой поток в проекционный объектив.

В эпископич. П. а. изображение на экране образуется лучами, рассеянными поверхностью освещенного непрозрачного объекта и проходящими через проекционный объектив. Поэтому они при прочих равных условиях дают значительно меньшую освещенность экрана, чем диаскопич. П. а. С целью увеличения освещенности экрана в эпископич. П. а. применяют светосильные проекционные объективы (с относит. отверстием  $1:2,5-1:4$ ). По этой же причине фокусные расстояния объективов эпископич. П. а. обычно больше (в  $1,5-2$  раза), чем фокусные расстояния объективов диаскопов, благодаря чему достигается меньшее увеличение и, следовательно, повышается освещенность изображения на экране. Кроме того, для повышения освещенности в эпископич. П. а. устанавливают неск. ламп, снабженных рефлекторами и конденсаторами, концентрирующими на объекте световой поток.

Применение в П. а. (как диаскопических, так и эпископических) мощных источников света вызывает значительное нагревание проецируемых объектов. Для предохранения проецируемых объектов от перегрева, сгорания или коробления они охлаждаются струей воздуха; на пути лучистого потока устанавливают тепловые светофильтры, пропускающие видимое излучение и поглощающие тепловое (инфракрасное). В осветительных системах современных мощных прожекторов применяются зеркала, на отражающей поверхности к-рых нанесены многослойные интерференционные пленки, действующие одновременно как светофильтры и теплофильтры: они отражают лучи видимой части спектра и пропускают инфракрасное излучение, поглощаемое зеркалом.

Лит.: 1) Волосов Д. С., Цивкин М. В., Теория и расчет светооптических систем проекционных приборов, М., 1960; 2) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952; 3) Проворнов С. М., Кинопроекторная аппаратура, М., 1954. Д. С. Волосов.

**ПРОЖЕКТОР** — осветительный прибор с оптич. устройством, перераспределяющим световой поток источника света в пучок лучей, заполняющий конус с малой угловой шириной, благодаря чему достигается значительное усиление силы света.

Сочетание оптич. устройства с источником света образует светооптич. систему П., к-рая характеризуется фокусным расстоянием системы  $f$  (рис. 1), углом охвата  $\alpha$ , площадью светового отверстия (или его радиусом  $R$ ), а также яркостью, размерами и формой светящегося тела источника света. Светооптич. системы П. могут быть диоптрического (линзового), катоптрического (зеркального) или катодиоптрического типа. Характерная особенность П.: каждый элемент оптич. устройства посылает конус лучей в таком телесном угле, в к-ром из этого элемента усматривается светящееся тело источника света. На расстоянии  $L_0$  от П., наз. дистанцией оформления луча, элементарные пучки, создаваемые крайними участками отражателя, пересекают оптич. ось (рис. 2), и П. развивает

макс. осевую силу света  $I = kBS$ , где  $B$  — яркость источника света,  $S$  — площадь светового отверстия и  $k$  — коэфф. совершенства системы, учитывающий aberrации оптической системы, ее коэфф. отражения (пропускания) и экранирующее действие отдельных частей. Отношение  $I$  к средней силе света  $I_c$  источника

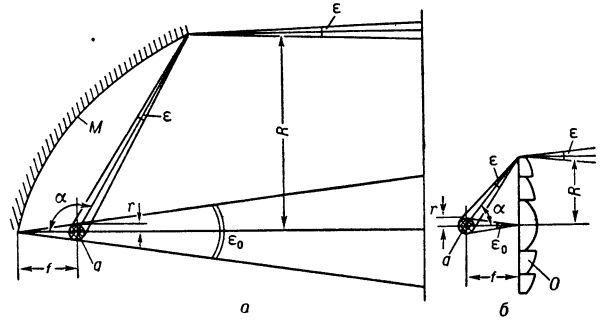


Рис. 1. Схемы прожекторов: а — зеркального (изображена только половина) и б — линзового со ступенчатой линзой Френеля;  $O$ ;  $M$  — отражающая поверхность;  $q$  — источник света с радиусом  $r$ ;  $\varepsilon$  — угол пучка лучей, выходящего из крайних элементов оптич. системы;  $\varepsilon_0$  — из центральной ее части.

света (в пределах угла охвата П.) иногда наз. коэфф. усиления П.:  $I/I_c \equiv k(D/d)^2$  (где  $D$  и  $d$  — диаметры светового отверстия П. и светящегося тела источника света); в современных П. он достигает 9000.

Освещенность  $E$ , создаваемая прожекторным лучом на дистанции  $L$  (в км), определяется выражением:

$$E = \frac{I}{L^2} \tau L \cdot 10^{-6} = k \frac{BS}{L^2} \tau L \cdot 10^{-6} \text{ люкс,}$$

где  $I$  — сила света П. в свечах,  $\tau$  — пропускание столба атмосферы в 1 км в видимой области спектра.

Величина  $\tau$  зависит от состояния атмосферы, к-рая селективно рассеивает и поглощает световой поток П. и тем самым в значительной степени изменяет его спектральный состав. При прочих равных условиях  $E$  тем больше, чем больше площадь оптич. системы  $S$ . Поэтому у П. дальнего действия диаметр зеркал до 2 м. Понятие о силе света П. и закон квадрата расстояний для освещенности становятся справедливыми на дистанциях, превышающих  $L_0$ .

Вследствие конечности размеров источника света и aberrаций пучок лучей П. не имеет резких границ. Угловой шириной пучка П. принято считать угол  $\delta$  между направлениями, для к-рых сила света составляет  $0,1 I$ , и наз. углом рассеяния П.;  $\delta = cd/f$ , где  $c$  — поправочный коэфф., зависящий от aberrаций системы и распределения яркости по габариту светящегося тела. Угол  $\delta$  выбирается в соответствии с назначением П. Aberrации системы и конечность размеров источника света ограничивают пределы уменьшения  $\delta$ ; поэтому для уменьшения aberrаций и, следовательно, уменьшения  $\delta$  в П. дальнего действия пользуются зеркалами в форме параболоида вращения. Напр., в П., предназначенных для освещения удаленных предметов и снабженных высококачественными параболич. отражателями диаметром  $1,5-2,0$  м,  $\delta \sim 1-2^\circ$ . При  $d$ , реально применяемых в современных П., угол  $\delta$  значительно больше, чем угол расхождения пучка оптического генератора, определяемого в пределе только дифракцией.

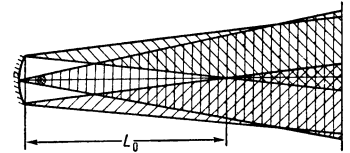


Рис. 2. Схема формирования луча прожектора.

На рис. 3 показаны кривые распределения силы света в луче П. с дуговой лампой и параболическим отражателем (кривая *a*) и киносъёмочного П. со ступенчатой линзой и приспособлением для увеличения ширины пучка путем расфокусировки системы (кривые *б* и *в*).

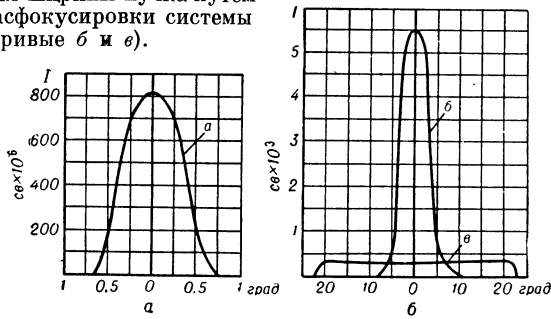


Рис. 3.

Отношение светового потока П. в пределах угла рассеяния к световому потоку источника света характеризует кид,  $\kappa$ -рый в П. с зеркальными системами достигает 60% и 25% при применении соответственно ламп дуговых и накаливания. В П. с линзовыми системами с меньшими углами охвата кид значительно ниже.

Основные характеристики нек-рых типов П.:

Назначение	Источники света (лампы)	Оптическое устройство (диаметр в см)	Световой пучок	
			угол рассеяния $\theta$	сила света $I$ в свечах
Освещение удаленных предметов (напр., военные П.)	Дуговые до 300 а	Стеклопленочные отражатели (150—200)	1—2°	до $1200 \cdot 10^6$
Освещение площадей, зданий (П. заливающего света)	Накалив. до 5 <i>квт</i>	Металлич. отражатели (до 50)	до 30°	до 250 000
Освещение сцен в кино- и телестудиях	Накалив. до 10 <i>квт</i>	Ступенчатые линзы (до 50)	до 50°*	до $1,4 \cdot 10^{6**}$
	Дуговые до 150 а	То же	до 50°*	до $5 \cdot 10^{6**}$
	Дуговые до 240 а	Секционный отражатель (до 150)	до 40°*	до $8,4 \cdot 10^{6**}$

\* Регулируется в широких пределах. \*\* Данные для наиболее узкого луча.

Существуют также П. для освещения аэродромов, для сигнализации, для маяков, автомобильные (фары) и т. д.

Лит.: 1) Карякин Н. А., Проекторы, М. — Л., 1944; 2) Бенифорд Ф., Теория прожектора, пер. с англ., М. — Л., 1935; 3) Справочная книга по светотехнике, т. 1, М., 1956; 4) Оптика в военном деле т. 2, 3 изд., М. — Л., 1948. В. К. Баранов, В. В. Новиков.

**ПРОЗРАЧНОСТЬ** (обознач.  $\theta$ ) — характеристика вещества, показывающая, какая доля падающего на его поверхность потока излучения (светового потока) проходит без изменения направления через слой вещества определенной толщины. П. характеризует одновременно поглощение и рассеяние веществом потока излучения (влияние поверхности раздела, через к-рые проходит излучение, исключается). Следует отличать П. от пропускания света вообще, т. к. вещество может быть непрозрачно, но в то же время пропускать свет. Напр., П. листа белой бумаги равна нулю, т. к. через него проходит лишь рассеянный свет. П. плавленого оптич. кварца составляет около 0,999; П. оптич. стекла  $\sim 0,99$ — $0,995$  в слое 1 см.

Определение П. нерассеивающих веществ (оптич. стекло, чистый атмосферный воздух) связано с измерением коэфф. пропускания  $\tau$  (см. Пропускание коэфф.циент) плоского слоя вещества известной толщины  $d$ . При этом учитывается (введением коэфф. отражения  $\rho$ ) отражение света на ограничивающих слоях поверхностях:  $\lg \theta = [\lg \tau - 2 \lg (1 - \rho)]/d$ . Ф-ла спра-

ведлива для  $\rho \ll 1$  (напр., для оптич. стекла  $\rho = 0,04$ — $0,06$ ).

Для веществ с большим  $\rho$  необходимо учитывать влияние многократных отражений света между входной и выходной поверхностями слоя. При определении П. рассеивающих веществ (мутная вода, матовое стекло) приходится учитывать также, что попадающий на приемник излучения световой поток состоит из направленного потока, прошедшего без рассеивания, и потока рассеянного света.

Лит. см. при ст. Пропускание коэфф.циент. В. А. Егоров.

**ПРОИЗВЕДЕНИЕ РАСТВОРИМОСТИ** — константа, характеризующая ионное равновесие малорастворимого электролита в его насыщенном растворе при данных условиях (растворитель, темп-ра, давление). П. р. выводится из действующих масс закона и представляет собой произведение активностей ионов электролита. Для соединения типа  $M_xA_y$  П. р. определяется выражением

$$L_a = a^x M^y A^y = f^x M^{z_1} \cdot f^y A^{z_2} [M^{z_1}] [A^{z_2}],$$

где  $a$  и  $f$ , соответственно, — активности и коэфф. активности свободных ионов  $M^{z_1}$  и  $A^{z_2}$ ,  $[M^{z_1}]$  и  $[A^{z_2}]$  — концентрации соответствующих ионов. При постоянной ионной силе раствора  $\mu$  константой является и П. р., выраженное через концентрации:

$$L = [M^{z_1}]^x \cdot [A^{z_2}]^y = L_a f^x M^{z_1} \cdot f^y A^{z_2}.$$

Напр., в водном растворе  $AgCl$  (при 25°C)  $L = [Ag^+][Cl^-] = 1,56 \cdot 10^{-10}$ . Однако при 100°C для  $AgCl$   $L = 2,15 \cdot 10^{-9}$ , т. е. П. р. зависит от темп-ры. С ростом  $\mu$  (напр., при добавлении посторонних электролитов, не имеющих одноименных ионов с электролитом, находящимся в осадке)  $L$  увеличивается. Напр., для  $BaSO_4$  при  $\mu = 0$   $L = 1 \cdot 10^{-10}$ , а при  $\mu = 0,25$   $L = 2 \cdot 10^{-9}$ . В очень концентрированных растворах коэфф. активности могут расти с ионной силой и тогда  $L$  уменьшается. В случае высокодисперсных осадков П. р. может уменьшаться при старении осадка.

Напр., для свежеосажденной окиси алюминия  $L = 6 \cdot 10^{-13}$  (при 18°C), а после старения П. р. уменьшается до  $1,5 \cdot 10^{-15}$ . П. р. сохраняет постоянство независимо от состава раствора, в том числе независимо от того, полностью, частично или ступенчато диссоциирует электролит. Следует подчеркнуть, что в выражении П. р. входят активности (или концентрации) только свободных ионов. Напр., для  $Fe(OH)_3$   $L = [Fe^{3+}][OH^-]^3 = \text{const}$  независимо от того, имеются в растворе гидроксокомплексы железа (напр.,  $FeOH^{2+}$ ) или нет.

Величину П. р. определяют наиболее точно методом эдс. П. р. вычисляют также по молярной растворимости, определенной с помощью различных физ.-хим. методов (электропроводности, радиоиндикаторов и др.). Расчет величины П. р. по молярной растворимости менее точен, т. к. требует введения поправок на возможные неполноту или ступенчатость диссоциации электролита.

Величины П. р. имеют большое практич. значение, т. к. П. р. определяет условия осаждения и растворения электролитов. Чем меньше П. р., тем меньше растворимость соединения. Если произведение концентраций ионов в растворе малорастворимого электролита больше  $L$ , то электролит будет осаждаться до тех пор, пока произведение концентраций не достигнет величины П. р. Из постоянства П. р. следует, что для более полного осаждения к-л. иона необходимо

создать избыток ионов осадителя. Напр., для осаждения Ва в виде BaSO<sub>4</sub> применяют избыток H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. С др. стороны, для перевода в раствор малорастворимого соединения необходимо, в соответствии с правилом П. р., понизить концентрацию одного из ионов, связав его в малодиссоциированное соединение. Напр., для растворения AgCl в раствор прибавляют гипосульфит Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, образующий с серебром комплекс Ag(S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>3</sub><sup>2-</sup> (фиксирование в фотографии). Для определения последовательности осаждения электролитов из раствора или смеси и условий их разделения пользуются правилом П. р. для всех малорастворимых электролитов. Величины П. р. применяют для расчета хим. равновесий в системах с малорастворимым осадком.

Лит.: 1) Бродский А. И., Физическая химия, т. 2, 6 изд., М. — Л., 1948, с. 686—90, 729; 2) Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956, с. 529—31, 594—95; 3) Кольтоф И. М., Сендэл Е. Б., Количественный анализ, 3 изд., М. — Л., 1948, с. 53—71; 4) Stability constants of metal-ion complexes, pt 2, Inorganic ligands with solubility products of inorganic substances, comp. by J. Bjerrum, G. Schwarzenbach, L. G. Sillén, L., 1958. Г. С. Терешин.

**ПРОИЗВОДЯЩАЯ ФУНКЦИЯ** (генератриса) последовательности  $\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_n, \dots$  (числовой

или функциональной) — функция  $f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n t^n$ ; степ-

пенной ряд предполагается сходящимся хотя бы для одного  $t \neq 0$ . Напр., если  $\lambda_n = T_n(x)$  — Чебышева многочлены, то П. ф.  $f(t) = f(t; x) = \sum_{n=0}^{\infty} T_n(x)t^n =$

$$= \frac{1-tx}{1-2tx+t^2} \quad \text{В. И. Витючков.}$$

**ПРОКА УРАВНЕНИЯ** — в квантовой теории полей — ур-ния для векторного поля с отличной от нуля массой. Предложены в 1936 г. А. Л. Прокá для описания электрона, как возможная замена Дирака уравнения. Однако впоследствии стало ясно, что эти ур-ния описывают частицу со спином 1. Их неоднократно пытались применить для описания мезонов, вплоть до начала 50-х гг., когда окончательно выяснилось, что спин пи-мезона равен нулю.

Чтобы получить П. у., вводят, по аналогии с электродинамикой, описывающий поле 4-вектор  $A_i = (\Phi, A)$  — аналог 4-потенциала и антисимметричный тензор «напряженностей полей» «E» и «H»:

$$U_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k}; \quad \langle E_\alpha \rangle = U_{\alpha 0}; \quad \langle H_\alpha \rangle = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} U_{\beta\gamma} \quad (1)$$

( $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный полностью антисимметричный тензор третьего ранга), и исходит из лагранжиана

$$L = -\frac{1}{2} U_{ik}^* U^{ik} - \mu^2 A_i^* A_i, \quad (2)$$

отличающегося от лагранжиана электромагнитного поля наличием второго члена с массой  $\mu$  и тем, что поле комплексно. Варьирование приводит тогда к П. у., напоминающим максвелловские, но содержащим массу частиц:

$$\text{rot } \langle E \rangle + \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial t} = 0; \quad \text{div } \langle H \rangle = 0; \quad (3)$$

$$\text{rot } \langle H \rangle - \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial t} + \mu^2 A = 0; \quad \text{div } \langle E \rangle = 0.$$

В отличие от случая электромагнитного поля, условие Лоренца  $\frac{\partial A_i}{\partial x^i} = 0$  здесь выполняется автоматически и его не надо налагать дополнительно, чтобы вывести из П. у. Клейна — Фока — Гордона уравнения для потенциала  $A_i$ :

$$(\square - \mu^2) A_i = 0. \quad (4)$$

Взаимодействие частиц, описываемых П. у., с электромагнитным или нуклонным полями вводится обычным

способом. Теперь П. у. представляют гл. обр. историч. и методич. интерес.

Лит.: 1) Гросс А., «J. phys. et radium», 1936, sér. 7, t. 7, № 8, p. 347; 2) Гинзбург В. Л., в кн.: Мезон. Сб. статей, М. — Л., 1947, с. 347; 3) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947.

**ПРОМЕЖУТОЧНАЯ ЧАСТОТА** — фиксированная частота колебаний, получаемых в результате преобразования частоты сигнала, принимаемого супергетеродинным приемником (см. Радиоприемные устройства). Сигнал принимаемой радиостанции подается на смеситель вместе с колебаниями маломощного генератора (гетеродина). Частота гетеродина подбирается так, что разность частот принимаемого сигнала и гетеродина всегда остается неизменной и равной выбранной П. ч., на к-рой производится основное усиление принимаемого сигнала (обычно с помощью полосового усилителя). П. ч. выбирается, как правило, в таком диапазоне частот, где минимальны помехи от радиостанций, сигналы к-рых могут непосредственно усиливаться усилителем П. ч. Для разных типов радиовещательных супергетеродинных приемников П. ч. лежит в пределах 170—175 или 450—470 кГц, а в радиолокационных 30—50 МГц.

Лит.: Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954. А. А. Урайт.

**ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ** сверхпроводников. Сверхпроводник, помещенный во внешнее магнитное поле, может находиться в П. с., для к-рого средняя магнитная индукция в образце  $B > 0$ . П. с. может возникать также под действием магнитного поля тока, проходящего по самому образцу (см. Критический ток). Микроскопически образец в П. с. состоит из большого числа областей, находящихся в сверхпроводящем и норм. состояниях, причем в норм. фазе величина поля близка к критическому магнитному полю  $H_K$ , а в сверхпроводящей фазе индукция практически равна нулю. Вследствие этого  $B = H_K x$ , где  $x$  — относит. содержание норм. фазы в металле. Для образцов малых размеров ( $< 10^{-1}$  см) понятие П. с. теряет смысл, поскольку размеры областей оказываются сравнимыми с размерами самого образца. При постепенном увеличении напряженности внешнего поля или тока сверхпроводящий образец (в случае термодинамич. равновесия) полностью или частично переходит в П. с., когда поле хотя бы в отдельных точках его поверхности становится равным  $H_K$ . Переход из П. с. в норм. состояние происходит, когда поле во всех точках образца превышает  $H_K$ . При определении момента перехода из П. с. в нормальное под действием тока необходимо учитывать тепловое действие тока.

Для эллипсоида (в частности, шара или цилиндра), помещенного в однородное поле  $H_e$ , переход из сверхпроводящего в П. с. происходит при  $H_e = H_K (1 - n)$ , где  $n$  — коэфф. размагничивания (размагничивающий фактор) (рис. 1 и 2). При этом  $x$  для всех частей образца одинаков и возрастает линейно с полем:  $x = 1 - (1 - H_e/H_K)/n$ .

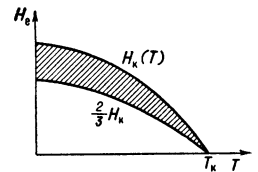


Рис. 1. Область существования промежуточного состояния для сферич. образца ( $n = 1/3$ ).

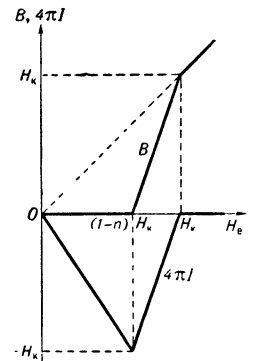


Рис. 2. Зависимость средней магнитной индукции B и среднего магнитного момента I от величины внешнего поля H\_e для сферич. образца.



Теплоемкость единицы объема вещества в П. с.  $C = C_n x + C_s (1 - x) + Q dx/dT$ , где  $C_s$  и  $C_n$  — теплоемкости сверхпроводящей и норм. фаз,  $Q$  — теплота перехода из сверхпроводящей в норм. фазу (см. *Сверхпроводимость*). Теплопроводность и электропроводность образцов в П. с. резко анизотропны. Электрич. сопротивление в направлении магнитного поля равно нулю (для слабых токов, не искажающих структуры П. с.), что указывает на вытянутую форму сверхпроводящих областей. В перпендикулярном направлении сопротивление имеет значение, промежуточное между нулем и сопротивлением в норм. состоянии. Теплосоппротивление в направлении, перпендикулярном магнитному полю, может значительно превышать не только теплосоппротивление в продольном направлении, но и теплосоппротивления в сверхпроводящем и норм. состояниях при той же температуре [3].

Структура П. с. исследуется наблюдением микронеоднородностей магнитного поля вблизи образца с помощью миниатюрных висмутовых измерителей поля, сопротивление к-рых при гелиевых темп-рах возрастает на десятки % в полях  $\sim 100$  э (см. также *Висмутовая спираль*). Для той же цели применяются ферромагнитные и сверхпроводящие порошки, к-рые при нанесении на поверхность образца концентрируются в областях с максимальным или, соответственно, минимальным полем. Возможно также использование магнитного вращения плоскости поляризации света в слое прозрачного вещества, покрывающего поверхность образца.

Вид структур П. с. образцов, находящихся во внешнем поле, определяется прежде всего величиной  $x$  [4—8]. При малых  $x$  (до  $x = 0,2-0,3$ ) норм. области имеют вид тонких ( $10^{-3}-10^{-2}$  см) сильно извитых полосок, окруженных сверхпроводящей фазой (рис. 3, а).

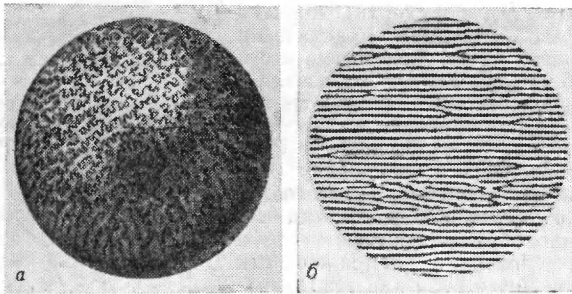


Рис. 3. Фотографии структур промежуточного состояния монокристаллич. образцов олова, на поверхность к-рых нанесен никелевый порошок; черные области — норм. состояние; а — шар диаметром 30 мм;  $x = 0,15$ ,  $T = 3^\circ \text{K}$ ; б — диск диаметром 50 мм и толщиной 2 мм;  $x = 0,6$ ;  $T = 2^\circ \text{K}$  (показано поле диаметром 23 мм).

В глубине образца, по-видимому, норм. слои имеют более простую форму без извитов и большую толщину, чем вблизи поверхности. При  $x = 0,8-0,9$  сверхпроводящие области в виде более широких полосок ( $10^{-2}-10^{-1}$  см) и округлых островков окружены норм. фазой. При  $x = 0,95-1$  возникают системы одинаковых круглых сверхпроводящих областей с диаметром  $10^{-3}-10^{-2}$  см, являющиеся следами выхода на поверхность тонких сверхпроводящих нитей. При промежуточных значениях  $x$  наблюдаются смешанные структуры. При переходе в П. с. под действием проходящего тока цилиндрич. образец разделяется на ряд выпуклых, соприкасающихся на оси цилиндра, сверхпроводящих дисков, окруженных норм. фазой. Особый тип структуры возникает, когда цилиндрич. образец, по к-рому проходит ток, помещен в продольное

магнитное поле. В этом случае значение продольной компоненты индукции в образце может превосходить величину внешнего поля (т. н. парамагнитный эффект в сверхпроводниках), очевидно, вследствие того, что линии тока в образце имеют спиральную форму.

Точная количеств. теория структуры П. с. существует для простого случая: образец — плоская пластинка с поперечными чередующимися слоями обеих фаз. Такая структура может быть создана в тонких пластинках ( $\sim 10^{-1}$  см), помещенных в наклонное поле (рис. 3, б). Период структуры в состоянии термодинамич. равновесия  $a = \sqrt{DL/\phi(x)(1 - \cos^2 \beta H_c^2/H_K^2)}$ , где  $L$  — толщина пластинки,  $D$  — величина размерности длины, связанная со значением поверхностной энергии на границе раздела фаз  $\sigma$  соотношением  $\sigma = DH_K^2/8\pi$ ;  $\beta$  — угол между поверхностью пластинки и направлением магнитного поля. Значения  $\phi(x)$  приведены в табл.:

$x$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$\phi(x) \cdot 10^3$	5,5	13,6	19,5	22,4	22,1	18,2	12,8	6,5	2,0

Для исследованных чистых металлов (Sn, In, Al) при  $T \ll T_K$  ( $T_K$  — критическая температура)  $D \sim 10^{-4}-10^{-5}$  см и  $D \rightarrow \infty$  при  $T \rightarrow T_K$ . Однако  $\sigma \rightarrow 0$ , поскольку при  $T \rightarrow T_K$  сверхпроводящая и норм. фазы уже не отличаются друг от друга. Присутствие небольшого количества примесей обычно уменьшает  $D$  по сравнению с чистым веществом.

Поведение реальных сверхпроводников в П. с. всегда осложняется большей или меньшей неравномерностью. Процесс установления структуры П. с. замедляется возникновением токов Фуко в норм. фазе и в меньшей мере поглощением и выделением тепла при движении границ фаз. Время установления для чистых образцов с размерами  $\sim 1$  см может достигать неск. минут. Установившаяся структура, однако, не вполне равновесна, т. к. различные неоднородности в кристаллич. решетке образца затрудняют передвижение границ фаз. В результате не только расположение деталей структуры, но и величина и степень дисперсности структуры (период  $a$ ) оказываются связанными от предыстории образца. В частности, может наблюдаться неполнота *Мейснера эффекта*: наблюдаемое значение  $x \neq 0$ , хотя равновесное  $x = 0$ .

В случае чистых (содержание примесей  $10^{-3}\%$  и меньше) монокристаллич. образцов  $x$  практически принимает равновесное значение, а разброс в значениях  $a$  не превышает неск. %. При этих условиях, однако, может наблюдаться заметное пересохлаждение или перегрев при переходе в П. с. из нормального или, соответственно, сверхпроводящего состояния. Для образцов сложной формы  $x$  может и не быть однозначной ф-цией  $H_c$ , независимо от качества материала образца. Напр., полевой сверхпроводящий шар после включения и выключения внешнего поля  $H_c > 2/3 H_K$  приобретает «замороженный» магнитный момент. При этом области вблизи его полюсов (по отношению к направлению внешнего поля) находятся в П. с., а экваториальная часть — в сверхпроводящем состоянии.

Лит.: 1) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955, гл. II—IV; 2) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959, гл. VIII, IX; 3) «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 6, с. 1673; 4) там же, 1956, т. 31, вып. 1, с. 40; 5) «Proc. Roy. Soc. A», 1958, в. 248, № 1255, p. 460; 6) «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 5, с. 1456; 7) там же, 1957, т. 33, вып. 6, с. 1341; 8) там же, 1960, т. 38, вып. 1, с. 298. Ю. В. Шарвин.

**ПРОМЕЖУТОЧНОЕ ЯДРО** (составное ядро) — в ядерных реакциях на сложных ядрах — некая промежуточная относительно долгоживущая составная система из ядра и захваченной им налетающей частицы, распад к-рой на продукты реакции слабо

зависит от механизма ее образования. Подробнее см. *Составное ядро*.

**ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ НЕЙТРОНЫ** — нейтроны, обладающие энергией в интервале  $10^2$ — $10^5$  эв.

**ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ РЕАКТОР** — ядерный реактор, в котором основная часть делений происходит на промежуточных нейтронах. Для создания необходимого смягчения нейтронного спектра в П. р. помещают замедлитель нейтронов, что и отличает П. р. от быстрого реактора. С увеличением концентрации замедлителя из-за связанного с этим снижения концентрации делящихся веществ в общем случае растет критический размер П. р. Одновременно в связи с ростом сечения деления по мере уменьшения энергии нейтронов происходит уменьшение критич. массы. При достаточно большом количестве замедлителя реактор становится тепловым (см. *Тепловой реактор*). Подробнее см. *Ядерные реакторы*.

**ПРОМЕТИЙ** (Prometium) Pm — радиоактивный хим. элемент III гр. периодич. системы Менделеева с п. н. 61; относится к лантанидам. П. в природных условиях не обнаружен, т. к. имеет только короткоживущие изотопы; получается в ядерных реакциях. П. впервые был выделен химически в 1947 г. Дж. Маринским и Л. Гленденином, получившими весомые количества (неск. мг) изотопа Pm<sup>147</sup> из смеси радиоактивных изотопов др. элементов, образующихся в ядерном реакторе при делении U. Все изотопы П. β-радиоактивны, кроме Pm<sup>143</sup> и Pm<sup>144</sup>, к-рые распадаются с К-захватом. В 1963 г. было обнаружено, что Pm<sup>145</sup> и Pm<sup>147</sup> также слабо α-радиоактивны.

Хим. свойства П. изучались на изотопах Pm<sup>147</sup> и Pm<sup>149</sup>, т. к. эти изотопы можно получить в сравнительно больших количествах в реакторе. Изотоп Pm<sup>147</sup> отделялся от радиоактивных изотопов др. лантаноидов (образующихся при делении урана) посредством ионного обмена на спец. смоле — амберлите. По хим. свойствам П. весьма сходен с неодимом и др. лантаноидами. Конфигурация электронной оболочки атома П.  $4f^5 5s^2 5p^6 6s^2$ . Металлич. П. пока не получен. В соединениях П. 3-валентен. Изотоп Pm<sup>147</sup> — долгоживущее радиоактивное отравляющее вещество, образующееся при взрыве атомной бомбы.

Лит.: 1) Гольданский В. И., Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева, М., 1953; 2) Marginsky J. A., Glendenin L. E., Coryell C. D., The chemical identification of radioisotopes of Nd and Pr, «J. Amer. Chem. Soc.», 1947, v. 69, №11; 3) Радиохимия и химия ядерных процессов, под ред. А. Н. Мурина (и др.), М., 1960; 4) Трифонов Д. Н., Элемент 61, его прошлое, настоящее и будущее, М., 1960.

**ПРОНИЦАЕМОСТЬ** — способность твердых тел пропускать газы, жидкости или растворенные вещества. Молекулярный (диффузионный) перенос вещества происходит за счет миграции молекул и ионов в процессе теплового движения при наличии градиентов концентрации (диффузия), темп-ры (термодиффузия), потенциала электрич. поля (электроосмос, ионофорез). Если тело обладает постоянной открытой пористостью, то наряду с диффузионной П. имеет место П., связанная с течением жидкости или газа по капиллярам, пронизывающим тело, при наличии градиента давления (см. *Газопроницаемость*).

**ПРОНИЦАЕМОСТЬ биологических мембран.** Биологич. мембраны, обычно разделяющие водные растворы, обладают весьма различной П. для разных веществ и способны избирательно менять эту П. Они способны перемещать ряд веществ против градиента концентрации, что требует затраты энергии, получаемой за счет обмена веществ. Так, напр., все клетки активно накачивают внутрь ионы K<sup>+</sup> и откачивают из себя ионы Na<sup>+</sup> против градиента концентрации и сил электрич. поля в мембране. Внутри клетки против градиента концентрации идут различные сахара и др. питательные вещества; наружу активно отка-

чиваются продукты метаболизма. Механизм избирательной пассивной П. и механизм активного транспорта еще не выяснены окончательно.

Большинство специалистов связывает избират. П. биологич. мембран со свойствами поверхностных клеточных мембран, а внутриклеточную жидкость — цитоплазму — рассматривает как водный раствор, к-рый отличается по своему составу от водного раствора, окружающего клетки, благодаря избирательной П. клеточных мембран и их способности к активному транспорту [1] (см. *Мембранная теория возбуждения*).

Сторонниками другой точки зрения — фазовой теории возбуждения — постулируется, что цитоплазма является неводной фазой и химич. потенциал для большинства растворенных в ней веществ — другой, чем в окружающем водном растворе. Эта теория связывает неравномерность распределения веществ между клеткой и средой с поддержанием разницы хим. потенциалов за счет особых, пока не выясненных, свойств цитоплазмы [2].

Лит.: 1) Membrane transport and metabolism. Proceedings of symposium, Prague, 1960, Praha, 1961; 2) Трошин А. С., Проблема клеточной проницаемости, М.—Л., 1956; 3) Современные проблемы биофизики. [Сб. переводов], т. 1—2, М., 1961; 4) Hodgkin A. L., The conduction of nerve impulse, N. Y., 1964; 5) Статьи в журнале «Биофизика».

**ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ** — см. *Диэлектрическая проницаемость*.

**ПРОНИЦАЕМОСТЬ МАГНИТНАЯ** — см. *Магнитная проницаемость*.

**ПРОПАГАТОР** — ф-ция Грина ур-ния волнового поля, обладающая свойством причинности. Подробнее см. *Грина функция* (функция распространения).

**ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК** является, по существу, ионизационной камерой с газовым усилением и наз. п р о п о р ц и о н а л ь н ы м потому, что амплитуды возникающих во внешней цепи импульсов пропорциональны числу пар ионов, создаваемых частицами, пролетающими через рабочий объем счетчика. П. с. представляет собой герметически замкнутую камеру с двумя электродами. Положительным электродом чаще всего служит цилиндрич. стержень или тонкая проволока, а отрицательным — коаксиальный цилиндр. Рабочий объем различных П. с. варьируется от долей см<sup>3</sup> до сотен см<sup>3</sup>. П. с. заполняется воздухом, H<sub>2</sub>, He, Ar, Xe, метаном, смесью газов с парами спиртов и эфиров и др. до давлений от ~0,1 до 5 атм. На рис. 1 дана схема включения П. с. (Р. У. — регистрирующее устройство). Напряжение источника питания V<sub>0</sub> = 500—3000 в.

Ионизирующая частица, двигаясь в П. с., создает на своем пути нек-рое количество пар ионов n<sub>0</sub>, пропорциональное ее ионизирующей способности, длине пути и давлению газа в счетчике.

После прохождения частицы через рабочий объем П. с. в нем возникает вспышка несамостоятельного газового разряда. Образующееся число ионов (+ и —) может во много раз превышать начальное число ионов n<sub>0</sub>. Отношение полного числа образующихся ионов к n<sub>0</sub> наз. коэфф. газового усиления M. На сопротивлении R (рис. 1) возникают электрич. импульсы

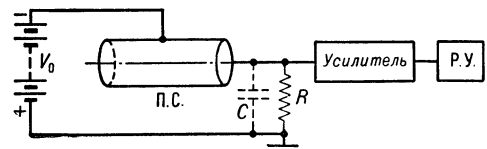


Рис. 1.

с амплитудой в 1—100 мв, к-рые усиливаются электронным усилителем и подаются на регистрирующее устройство (электромагнитный счетчик импульсов или осциллограф).

Для того чтобы  $M$  был больше 1, в межэлектродном пространстве П. с. должны существовать области, где отношение градиента электрич. поля к давлению газа  $E/p$  больше нек-рой величины, при к-рой становятся существенными процессы ионизации и возбуждения молекул газа при столкновениях с электронами. В П. с. с плоскими электродами эти условия обеспечиваются во всем объеме между электродами, в цилиндрич. П. с. — в нек-рой ограниченной области, прилегающей к положительному электроду. Первичные свободные электроны, образовавшиеся при прохождении частицы через счетчик, создают на своем пути лавину из  $n_0 m_1$  электронов и  $n_0 m_1 \zeta$  возбужденных молекул газа. В результате высвечивания возбужденных молекул будет испущено  $n_0 m_1 \zeta$  квантов света. Нек-рая доля  $\eta$  этих квантов попадет на катод и вырвет с его поверхности фотоэлектроны. Число фотоэлектронов равно (в среднем)  $n_0 m_1 \zeta \eta = n_0 m_1 \chi$ . Если каждый фотоэлектрон, двигаясь от катода к аноду, создает лавину в среднем из  $m$  электронов, то образуется вторая лавина из  $n_0 m_1 m$  электронов и  $n_0 m_1 m \zeta$  возбужденных молекул и т. д. Т. о., в межэлектродном пространстве П. с. проходит загущающая серия электронных лавин и полное число пришедших на анод электронов определится суммой:

$$N = n_0 m_1 [1 + (\chi m) + (\chi m)^2 + (\chi m)^3 + \dots]$$

Так как каждая последующая лавина меньше предыдущей, то  $\chi m < 1$ ; сумма ряда  $N = n_0 m_1 / (1 - \chi m) = M_1 n_0$ . Т. о.,  $M_1$  пропорционален усилению  $m_1$  первичной лавины.

Величина  $m_1$  зависит от того, в каком месте межэлектродного пространства создана первичная ионизация пролетевшей через счетчик частицей. Для П. с. с плоскими электродами  $m_1 = \exp(\alpha x)$ , где  $\alpha$  — коэфф. ударной ионизации Таунсенда, равный числу пар ионов, создаваемых электроном на одном см пути в газе, и  $x$  — расстояние от положительного электрода до места образования первичной ионизации. Зависимость между  $m_1$  и  $x$ , как видно, очень сильная. В тех случаях, когда нужно измерять начальную ионизацию  $n_0$  по амплитуде электрич. импульса во внешней цепи, необходимо по возможности точно локализовать место прохождения исследуемых частиц в рабочем объеме П. с. В цилиндрич. П. с. с тонкой центральной нитью область интенсивного лавинообразования локализуется в цилиндрич. объеме небольшого диаметра, окружающем анод. В таких П. с. зависимость  $m_1$  от расстояния  $r$  от поверхности нити до места возникновения первичной ионизации очень слаба. Поэтому для измерения ионизирующей способности частиц или их энергии (когда пробег не выходит за пределы размеров счетчика) чаще применяются цилиндрич. П. с.

При увеличении  $V$  возрастают  $m_1$  и  $m$ , т. к. при этом растет  $\alpha$  и расширяется область рабочего объема счетчика, где  $\alpha$  достаточно велико (для цилиндрич. П. с.). Это приводит к увеличению  $M = m_1 / (1 - \chi m)$ . Особенно резкое возрастание  $M$  начинается при приближении  $\chi m$  к 1 (рис. 2).

Увеличивая разность потенциалов между электродами, можно сделать  $M$  очень большим. Однако на практике ограничиваются значениями  $M \sim 10^3 - 10^4$  (часто работают даже с меньшими  $M$ ). С повышением  $V$   $M$  начинает возрастать все более и более круто (рис. 2, кривая 1). При этом становится трудно стабилизировать  $M$  на заданном уровне. Снижение крутизны возрастания  $M$  в зависимости от  $V$  можно достигнуть, уменьшая  $\chi$  так, чтобы  $\chi m \ll 1$ , когда  $m$  и  $m_1$  уже

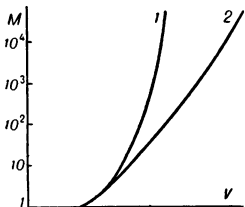


Рис. 2.

достаточно велики.  $\chi$  можно уменьшить путем добавок к основному газу, применяющемуся для наполнения счетчика, многоатомного газа или пара органич. жидкости, сильно поглощающих фотоны (метан, спирт, метилаль и др.), а также за счет применения катодов из материала с большой работой выхода для фотоэлектронов (рис. 2, кривая 2).

Для П. с. с  $M = 10^2 - 10^3$  амплитуда электрич. импульса  $A$ , возникающего во внешней цепи (на  $R$  и  $C$ , рис. 1), пропорциональна числу пар ионов, созданных в рабочем объеме счетчика попавшей в него ионизирующей частицей; есл.  $C$  невелика ( $10 - 20 \text{ нф}$ ), то  $A = 10^{-4} - 10^{-2}$  в. В П. с. с  $M > 10^3 - 10^4$  эта зависимость становится нелинейной; получающийся объемный заряд положительных ионов искажает электрич. поле вблизи нити столь сильно, что это вызывает уменьшение  $m$  для последующих лавин. Этот эффект будет тем сильнее, чем больше  $n_0$ . Область  $V$  (или  $M$ ), в к-рой зависимость  $A = A(n_0)$  становится нелинейной, наз. областью «ограниченной пропорциональности». Работать в этой области можно лишь в тех случаях, когда нет необходимости точно измерять отношение ионизационных эффектов от различных частиц, но желательно иметь импульсы большой амплитуды.

П. с. позволяет работать с потоками частиц большой интенсивности, так как разрешающая способность устройства может быть очень высока. При небольших  $M$ , когда первая лавина из  $m_1 n_0$  электронов дает основной вклад в импульс тока, а последующие быстро затухают, разрешающее время может быть  $10^{-8} - 10^{-7}$  сек. На рис. 3 изображен импульс тока во внешней цепи П. с. от первой лавины. Процесс наиболее быстрого развития лавины и ее затухание происходят за время  $\tau_2 \sim 10^{-9} - 10^{-8}$  сек. Время запаздывания  $\tau_1$  импульса тока относительно момента попадания в счетчик частицы не постоянно, оно изменяется в зависимости от места попадания частицы. Разброс  $\tau_1$  может быть очень значительным;  $\tau_1$  зависит от размеров счетчика, давления газа и напряжения высоковольтного питания. В большинстве случаев  $\tau_1 = 10^{-8} - 10^{-6}$  сек. Разброс  $\tau_1$  из-за запаздывания импульсов тока ограничивает возможность получения высокой разрешающей способности схем совпадений (и антисовпадений) с П. с. Разрешающее время схем совпадений с П. с. обычно лежит в пределах  $10^{-7} - 10^{-6}$  сек.

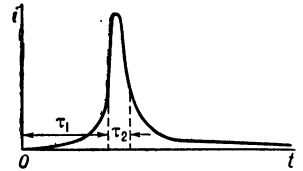


Рис. 3.

При больших  $M$  серия последовательных лавин затухает медленно и ток во внешней цепи П. с.  $i = i_0 \exp(-t/T)$ . Постоянная времени  $T = -\tau / \ln(\chi m)$ , где  $\tau$  — время движения электрона в каждой лавине от поверхности катода до анода. При больших  $M$ , когда  $\chi m \rightarrow 1$ ,  $T \gg \tau$ . Форма импульса напряжения на выходе усилителя в этом случае

$$U = TRC [\exp(-t/RC) - \exp(-t/T)] / (RC - T),$$

где  $RC$  — постоянная времени входной цепи (см. рис. 1). На рис. 4 изображены импульсы напряжения на входе усилителя. Замедление спада импульсов при больших  $t$  обусловлено током от движения положительных ионов. Сокращение длительности импульса для случая, когда  $RC \gg T$ , можно получить, применяя дифференцирующие цепочки в усилителе. На практике и в этом случае разрешающее время всего измерительного устройства может быть  $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$  сек. Применение П. с. с наполнением парами органич. жидкостей (напр., метилаль), работающих в области ограниченной пропорциональности, позволяет полу-

чать импульсы достаточно большой амплитуды при разрешающем времени  $\sim 10^{-7} - 10^{-6}$  сек.

Погрешность измерения начальной ионизации  $n_0$ , произведенной попавшей в П. с. частицей, зависит от нестабильности источника высоковольтного напряжения, нестабильности электронного усилителя и осциллографич. устройства, неопределенности в локализации места попадания частицы в счетчик, флуктуаций

$n_0$  и  $M$  и пр. Нестабильности электронных устройств можно сделать мало существенными. Наиболее существенный источник погрешностей измерений — случайные флуктуации  $n_0$  и  $M$ . Относительная погрешность измерения величины ионизационного эффекта только из-за случайных флуктуаций  $\delta \approx \sqrt{2/n_0}$ . В случае измерения ионизационных потерь эта погрешность может быть больше  $\sqrt{2/n_0}$ , особенно для легких частиц (электронов, мюонов). П. с. применяются и для регистрации нейтронов. Быстрые нейтроны могут регистрироваться по ядрам отдачи, получающимся при упругих столкновениях. Для этой цели П. с. наполняют Н или Не. Для регистрации медленных и тепловых нейтронов применяются П. с. с газом  $BF_3$ , в к-ром с большой вероятностью происходит захват нейтрона ядром  $B^{10}$  с последующим испусканием  $\alpha$ -частиц.

Лит.: 1) Векслер В., Грошев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, М.—Л., 1949; 2) Росси Б., Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, пер. с англ., М., 1951; 3) Shaughnessy J., Nuclear radiation detectors, L.—N. Y., 1955. М. С. Козодаев.

**ПРОПУСКАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ** (обознач.  $\tau$ ) — отношение потока излучения  $F$ , вышедшего из слоя вещества, к потоку  $F_0$ , падающему на его входную поверхность:  $\tau = F/F_0$ . Обычно П. к. определяют для световых потоков. Числовое значение П. к. слоя исследуемого вещества зависит от угла падения светового потока, спектрального состава его (см. рис.) и состояния поляризации [4]. Различают два П. к. — коэфф. направленного пропускания (образец не рассеивает проходящего через него света, см. *Прозрачность*) и общий П. к. (образец рассеивает свет). П. к. может быть найден по измерениям освещенности и яркости [4].

При определении направленного П. к. по освещенности сначала измеряют освещенность  $E_0$ , непосредственно создаваемую источником света на испытательной пластинке *фотометра*, а затем — освещенность  $E_1$  той же пластинки светом, прошедшим через испытуемое тело;  $\tau = E_1/E_0$  (при расчете  $\tau$  вводится поправка на укорочение оптич. пути в теле). Необходимость в указанной поправке отпадает при определении направленного П. к. по яркости, когда измеряют: непосредственно яркость  $B_0$  испытательной пластинки и ее яркость  $B_1$  в лучах, прошедших через поглощающее тело;  $\tau = B_1/B_0$  (если тело мутное, то измеряется яркость его поверхности).

Общий П. к. определяют двумя способами: 1) поток  $F$ , прошедший испытуемый образец, измеряют в различных направлениях по освещенности или по яркости; поток  $F_0$  — по освещенности входной поверхности образца и по ее площади; 2) свет от лампы направляют в светомерный шар (полый шар с белой матовой внутренней поверхностью) и последовательно измеряют яркость  $B_0$  не освещаемого непосредственно участка стенки шара и яркость  $B_1$  этого же участка, когда свет прежде, чем попасть в шар, проходит сквозь испытуемое тело ( $\tau = B_1/B_0$ ). Значение общего П. к. зависит от способа освещения (оно наибольшее при освещении образца параллельным пучком света и наименьшее при освещении рассеянным светом). Общий П. к. для рассеянного света можно вычислить по измеренным значениям П. к.  $\tau_i$  при разных углах падения света [4].

Существенна также степень шероховатости граничных поверхностей образца (напр., для стеклянной пластинки толщиной 2 мм, шлифованной с одной стороны и полированной с другой,  $\tau = 0,85$  при падении света на шлифованную сторону и  $\tau = 0,78$  — при падении на полированную).

Лит.: 1) Шаронов В. В., Измерение и расчет яркости далеких предметов, М.—Л., 1947; 2) Гершун А. А., Избранные труды по фотометрии и светотехнике, М., 1958; 3) Справочная книга по светотехнике, М., 1958; 4) Тиходреев П. М., Световые измерения..., 2 изд. М.—Л., 1962. В. А. Егоров.

**ПРОПУСКАНИЯ СХЕМЫ** (в вычислительной технике, ядерной электронике и радиотехнике) характеризуются след. свойством: если на вход П. с. подается электрич. сигнал, то появление сигнала на ее выходе возможно только в том случае, когда одновременно с 1-м входным сигналом приходит дополнительный управляющий сигнал (или несколько). Если последний отсутствует, схема не «пропускает» входной сигнал. В иностранной литературе П. с. часто наз. «вентильми» и «клапанами», реже «воротами» (gate) и «ключами». Состояние П. с., соответствующее пропусканию сигнала, наз. открытым, противоположное — закрытым.

Различают нелинейные и линейные П. с. Первые передают сигнал безотносительно к изменениям его амплитуды на входе, сохраняя постоянный сигнал на выходе. При таком «пропускании» форма и величина сигнала не сохраняются. Нелинейные П. с. широко применяются в вычислит. технике как электрические логические схемы, осуществляющие операцию «И» [сигнал на выходе появляется только при наличии одного и другого (других) входных сигналов, рис. 1]. Частным случаем нелинейных П. с. являются *совпадений схемы*, широко применяющиеся в ядерной электронике (их специфика связана со статистич. характером появления импульсов, поэтому они рассматриваются отдельно).

Линейные П. с. передают сигнал, сохраняя его форму и соответствие (с заданной точностью) между амплитудами входного и выходного сигналов. Кроме того, они обычно не дают заметного сигнала от управляющего импульса (кроме спец. случаев, когда на выходе должен иметь место постоянный по амплитуде сигнал, наз. «пьедесталом»). Подобные П. с. применяются в ядерной электронике как элементы *амплитудных анализаторов импульсов* и экспериментальных установок. Их наз. также линейными пропускателями, или схемами временной селекции.

К П. с. следует отнести также нек-рые модуляторы радиопередатчиков телеграфных сигналов, пропускающих колебания высокой частоты в соответствии с низ-

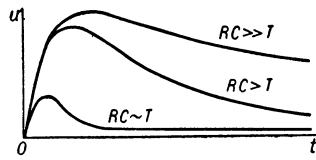
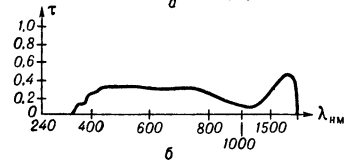
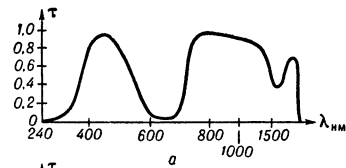


Рис. 4.



Зависимость коэфф. пропускания от состава света: а — сине-зеленый светофильтр; б — нейтральный светофильтр.

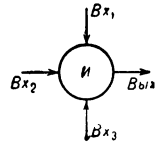


Рис. 1.

кочастотными телеграфными посылками. Однако структура таких модуляторов, связанная с коммутацией больших мощностей, резко отличается от остальных П. с. и в ст. не рассматривается.

Все П. с. характеризуются быстройдействием — временем срабатывания  $\tau$  (для ряда П. с.  $\tau < 0,1$  мксек); макс. число пропускаемых импульсов в 1 сек; максимально допустимой амплитудой выходных сигналов  $A_{\text{макс}}$ .

Нелинейные П. с. Простейшая нелинейная П. с. осуществляется с помощью лампового триода (рис. 2, а) или полупроводникового триода (транзистора, рис. 3, а). В отсутствие входных импульсов лампа или транзистор (типа  $n-p-n$ ) закрыты отриц. смещением  $U_{\text{см}}$  через сопротивление  $R_c$ . При совпадении во времени импульсов, приходящих на входы  $V_{x1}$  и  $V_{x2}$ , триоды открываются, что приводит к росту тока, и на нагрузочном сопротивлении  $R_a$  возникает импульс напряжения. Оба входа схемы равноправны. Величина  $U_{\text{см}}$  выбирается так, чтобы один импульс не мог открыть триод. При наличии двух входных сигналов в такой П. с. управление может

в виде внутр. сопротивления закрытой лампы  $L_2$ . Управляющий сигнал на  $V_{x2}$  открывает  $L_2$  и при наличии сигнала на  $V_{x1}$  анодный ток  $L_1$  резко возрастает, и на ее аноде появляется выходной сигнал. В схеме рис. 2, е при условии  $R_k > R_a$  лампа  $L_2$  в исходном состоянии закрыта (добавочным смещением) и изменение анодного тока  $L_1$  от сигнала, приходящего на  $V_{x1}$ , невелико, так как  $U_{\text{вых}} \approx U_{\text{вх}} \cdot R_a/R_k$ . Только при одновременном приходе импульсов на  $V_{x1}$  и  $V_{x2}$   $L_1$  закрывается,  $L_2$  откроется. В схеме рис. 2, е все лампы в отсутствие импульсов открыты. Если  $R_k$  мало или  $R_k = 0$ , то каждая из оставшихся открытыми ламп поддерживает потенциал точки  $V_{\text{вых}1}$  ниже потенциала  $U$ , благодаря чему на  $V_{\text{вых}1}$  нет заметного сигнала и появление его связано с приходом сигналов на все лампы. Если  $R_a = 0$ , а  $R_k$  велико, то каждая открытая лампа работает как катодный повторитель, поддерживая потенциал точки  $V_{\text{вых}2}$  близким к потенциалу сетки открытой лампы. В этом случае приход сигнала на все лампы вызывает сигнал на  $V_{\text{вых}2}$ . В схеме рис. 2, ж используются управление анодным током лампы по

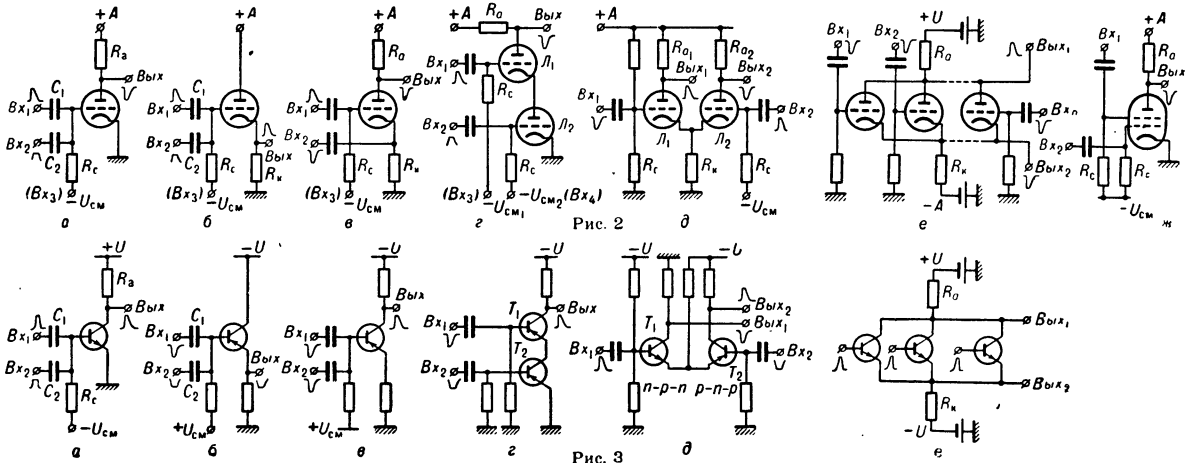


Рис. 2. Схемы пропускания на электронных лампах.  
Рис. 3. Схемы пропускания на полупроводниковых триодах, аналогичные схемам рис. 2.

производиться также через  $V_{x3}$ . Для этого  $U_{\text{см}}$  выбирается более отрицательным, и 3-й управляющий сигнал должен поднять потенциал сетки (через сопротивление  $R_c$ ) до величины, при к-рой сигналы, одновременно приходящие на  $V_{x1}$  и  $V_{x2}$ , откроют лампу. При этом быстрдействие П. с. по  $V_{x3}$  меньше из-за интегрирующего действия входных цепей  $(C_1 + C_2) \cdot R_c$ .

Схема рис. 2, б представляет собой катодный повторитель (рис. 3, б — эмиттерный повторитель), закрытый так, что необходимо наличие двух импульсов на  $V_{x1}$  и  $V_{x2}$  для его открытия. Т. к. входные цепи  $V_{x1}$  и  $V_{x2}$  схем рис. 2, а, б и 3, а, б шунтируют друг друга, то при равных величинах  $C_1$  и  $C_2$  несопадающие импульсы создают на сетке или базе триодов половинную амплитуду сигналов; поэтому в такой схеме не применяют больше двух или трех входных цепей.

Для исключения влияния входных цепей друг на друга входные импульсы можно подавать на сетку и катод лампы (рис. 2, е) или применять схемы типа рис. 2, г; 2, д и 2, е. Все эти П. с. имеют высокое входное сопротивление. В схеме рис. 2, г сигнал на  $V_{x1}$  открывает лампу  $L_1$  по сетке, но не развивает анодного тока достаточной величины, т. к. этому препятствует высокое сопротивление катодной нагрузки

двум сеткам. Для этой цели применяют пентоды с двойным управлением и тетроды.

Транзисторы позволяют строить более эффективные П. с. Это связано с существованием транзисторов разных типов ( $n-p-n$  и  $p-n-p$ ), что увеличивает возможности схемной комбинаторики. Напр., в схеме рис. 3, д  $T_1$  и  $T_2$  — триоды различных типов, что позволяет исключить начальный суммарный ток обоих триодов. Кроме того, у транзисторов (особенно у плоскостных) более резко (по сравнению с лампами) выражены ключевые (вентильные) свойства; напр., в схеме рис. 3, г падение напряжения между коллектором и эмиттером триода  $T_2$  менее 0,2 в.

Весьма простые П. с. осуществляются с помощью полупроводниковых диодов (рис. 4, а, б, в; 5). До прихода импульсов диод  $D$  (рис. 4, а) закрыт смещением  $U_{\text{см}}$  так, что отдельные импульсы, приходящие на  $V_{x1}$  или  $V_{x2}$ , его не открывают. Но если одновременно с входным импульсом  $V_{x1}$  придет управляющий, то диод откроется и на выходе схемы появится импульс. Схема рис. 4, б содержит трансформатор связи  $T_r$ , что позволяет устранить влияние входных сигналов друг на друга (с этой же целью трансформатор часто вводится в схемы рис. 2 и 3). Выходное сопротивление П. с. рис. 4 и 5 (если не применяются промежуточ-

ные ступени усиления) зависит от выходного сопротивления источников входных импульсов. В схеме рис. 4, а входные сигналы разной полярности подаются соответственно на катод и анод диода, а транс-

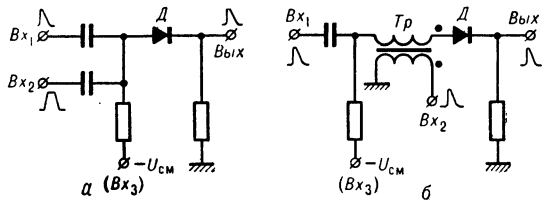
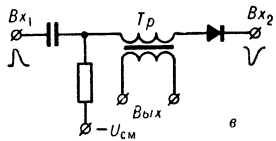


Рис. 4. Диодная и диодотрансформаторная схемы пропускания.



форматор  $Tr$  изолирует выходной сигнал от входных.

В вычислит. технике также наиболее распространены П. с., показанные на рис. 5. В отсутствие сигналов на  $V_{x1}$  и  $V_{xn}$  ток, текущий через высокоомное сопротивление  $R$ , равномерно распределяется между идентичными диодами  $D_1, \dots, D_n$ .

При появлении положит. импульсов на к.-л. ( $n - 1$ ) входах П. с. диоды, включенные в эти цепи, закрываются и весь ток протекает через один открытый диод. Если выходное сопротивление генератора импульсов  $g_i$  мало, то, т. к. электр. сопротивление диода прямому току также невелико, выходной сигнал весьма мал. При одновременном поступлении импульсов на все входы потенциал выхода поднимется до величины, соответствующей наименьшему уровню напряжения одного из каналов. Достоинство такой схемы — простота и многоканальность. Недостатки — высокое выходное сопротивление и малое быстродействие.

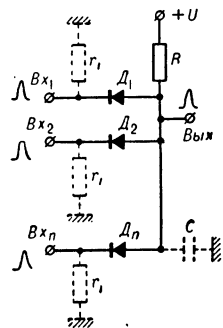


Рис. 5. Многоканальная диодная схема.

В П. с. с магнитными сердечниками (рис. 6, а) также, как и в магнитном усилителе, используется нелинейная зависимость магнитной проницаемости материала сердечника от подмагничивающего поля  $H$  (рис. 6, б). Постоянный ток, протекающий в обмотке  $W_1$  (ток подмагничивания), определяет величину магнитной индукции  $B$  в сердечнике, перемещая ее в область насыщения (участок а, рис. 6, б). При этом входной импульс 2, приходящий в обмотку  $W_2$ , вызовет небольшой прирост индукции, что создаст в выходной обмотке  $W_3$  незначит. сигнал 3. Плавное выключение тока подмагничивания, являющегося управляющим сигналом, перемещает индукцию в область  $\beta$ , что вызывает появление на выходе большого сигнала при наличии входного сигнала 1.

Линейные схемы пропускания. Некоторые из рассмотренных выше нелинейных П. с., особенно схема рис. 2, б, могут работать в линейном

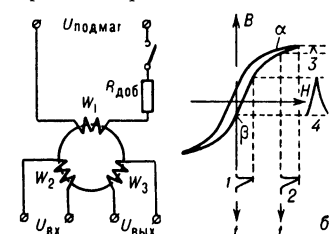


Рис. 6. а — схема пропускания на магнитных сердечниках; б — зависимость магнитной индукции в сердечнике  $B$  от подмагничивающего поля  $H$ .

режиме при постоянстве амплитуды управляющих импульсов и значительной их величине. Последнее, однако, приводит к затруднениям, связанным с частичным прохождением сигнала через закрытую схему, наличием значит. «пьедестала» и т. п.

Принцип построения П. с. показан на рис. 7, а. При отсутствии отрицательного управляющего импульса лампа  $L_1$  открыта и потенциал ее анода ниже потенциала катода  $L_2$ , что удерживает  $L_2$  в закрытом состоянии. Приходящие положит. входные сигналы частично шунтируются анодной цепью  $L_1$  (наличие  $R$ ) и, ослабленные по амплитуде, не открывают  $L_2$ . Сигнал на выходе появится только при одновременном приходе обоих импульсов, когда управляющий импульс закроет  $L_1$ . Дальнейшее развитие этого метода

показано на рис. 7, б. В отсутствие управляющего сигнала анодный ток лампы  $L_2$  протекает через диод  $D$ , создавая на нем небольшое падение напряжения. Приходящие в это время на вход положит. сигналы шунтируются диодом, вызывая уменьшение тока, текущего через него. При достаточно большой величине сопротивления  $R$  ( $> 1-3$  ком) изменения тока диода незначительны и вызовут на выходе схемы сигналы небольшой величины, определяемые отношением внутр. сопротивления диода к  $R$ . Для устранения этих сигналов вводится связь через управляющую сетку  $L_2$  и емкость  $C$ . При оптимальной величине связи можно сохранять ток через диод постоянным, уменьшая начальный ток через  $L_2$ . Управляющий сигнал закрывает лампу  $L_2$  и прекращает ток через диод, благодаря чему входной сигнал без искажений проходит на вход катодного повторителя на лампе  $L_3$ . Такая П. с. позволяет работать с импульсами длительностью до 0,1 мксек. Существуют аналогичные линейные П. с. на полупроводниковых триодах.

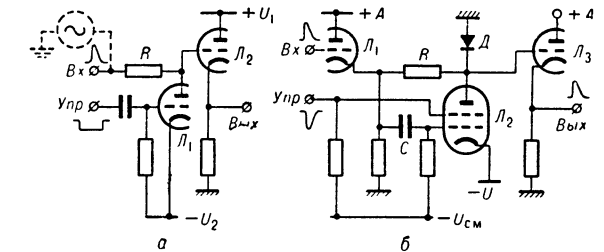


Рис. 7. Линейные схемы пропускания.

Лит.: 1) Р и ч а р д с Р. К., Элементы и схемы цифровых вычислительных машин, пер. с англ., М., 1961; 2) Быстродействующая вычислительная машина М-2, под ред. И. С. Брука, М., 1957; 3) Ш а р ц С., Полупроводниковые схемы. Справочник, пер. с англ., М., 1962; 4) С а н и н А. А., Электронные приборы ядерной физики, М., 1961; 5) Г о р н Л. С. (и др.), Электроника в спектроскопии ядерных излучений, М., 1963; 6) Труды V научно-технич. конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 2, ч. 1-2, М., 1963; 7) К а р р о л л Дж., Полупроводниковые схемы для новой техники, пер. с англ., М., 1964. И. В. Штрапих.

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИКИ — увеличение прозрачности и уменьшение коэффициентов отражения оптич. поверхностей путем покрытия их тонкими пленками, создающими интерференционные явления (см. Оптика тонких слоев). П. о. широко применяется для уменьшения световых потерь в оптич. системах, особенно состоящих из многих деталей (напр., в сложных объективах). Просветляющее покрытие образуется на оптич. поверхности либо ее химич. обработкой, либо нанесением на нее (распылением или механически) одного или реже нескольких слоев инородных веществ.

В случае однослойного покрытия оно оказывает просветляющее действие при условии, что показатель



преломления вещества покровного слоя  $n_2$  имеет значение, промежуточное между значениями показателей преломления наружной среды  $n_1$  и подложки  $n_3$ . При  $n_2$ , большем или меньшем  $n_1$  и  $n_3$ , покрытие оказывает антипросветляющее действие, т. е. увеличивает коэфф. отражения.

Когда свет падает на оптич. поверхность под малым углом к нормали, наибольшее просветляющее действие получается при условиях:

$$n_2^2 = n_1 n_3, \tag{1}$$

$$t = (2m + 1) \lambda / 4n_2, \tag{2}$$

где  $t$  — толщина покровного слоя,  $\lambda$  — длина световой волны в вакууме и  $m$  — произвольное целое число.

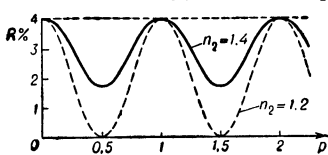


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения  $R$  поверхности стекла с  $n_3 = 1,5$ , покрытого слоем вещества с  $n_2 = 1,2$  или  $n_2 = 1,4$ , от характеризующей покрытие величины  $p = 2n_2 t / \lambda$  при  $n_1 = 1,0$  (воздух).

в том, что световые волны, отраженные от наружной и внутренней границ слоя, при соблюдении условия (2) находятся в противофазе и ослабляют друг друга, условие же (1) обеспечивает равенство их амплитуд, т. е. полное гашение отраженной слои волн.

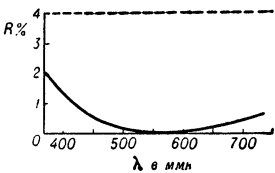


Рис. 2. Зависимость от длины волны коэффициента отражения  $R$  поверхности стекла с  $n_3 = 1,5$  с однослойным покрытием ( $n_2 = 1,225; t = 0,12 \text{ мкм}$ ) при  $n_1 = 1,0$  (воздух).

При наклонном падении света условия полного просветления определяются ф-лами:

$$n_2^2 \cos^2 \vartheta_2 = n_1 n_3 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_3 \quad \text{для } p\text{-компоненты,}$$

$$n_1 n_3 \cos^2 \vartheta_2 = n_2^2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_3 \quad \text{для } s\text{-компоненты,}$$

т. е. различны для компонент, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к ней ( $\vartheta_1$  — угол падения светового пучка,  $\vartheta_2, \vartheta_3$  — углы преломления в покровном слое и подложке). Поэтому для наклонно падающих световых пучков однослойное покрытие не обеспечивает полного просветления и, кроме того, оказывает поляризующее действие.

Для преодоления этих недостатков, а также для придания просветляющему покрытию ахроматичности используются многослойными покрытиями, позволяющими почти полностью подавить отражения в широких интервалах как длин волн, так и углов падения.

Лит.: 1) Гребенчиков И. В. [и др.], Просветление оптики, М.—Л., 1946; 2) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958. Г. В. Розенберг.

**ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СЛОИ** — переходные (согласующие) слои, к-рые наносятся на границу раздела двух сред, обладающих различными волновыми сопротивлениями, с целью увеличения ее звукопрозрачности. Просветление может достигаться как одним П. а. с., так и при помощи двух- или многослойных П. а. с. В первом случае для нормального падения монохроматич. плоской волны полный эффект

достигается применением одного слоя, волновое сопротивление к-рого  $z_{\text{сл}}$  должно удовлетворять соотношению  $z_{\text{сл}} = \sqrt{z_1 z_2}$ , где  $z_1$  и  $z_2$  — соответственно волновые сопротивления сред, образующих просветляемую границу; толщина слоя должна быть равна  $1/4$  длины волн  $\lambda$  в материале слоя. При отклонении падающей волны от нормали, изменении  $\lambda$  или искажении формы волнового фронта просветляющее действие однослойного П. а. с. быстро падает.

Преимущество многослойного просветления — расширение полосы пропускаемых частот, расширение рабочих углов и большая гибкость в выборе материалов; недостаток — увеличение активных потерь (к-рые не учитываются элементарными теориями) и большая сложность нанесения. Расчет многослойных П. а. с. производится на основании теории прохождения звуковой волны через совокупность плоско-параллельных слоев. Задаваясь приблизительными значениями плотностей и скорости звука в материалах слоев, можно методом последовательных приближений определить толщины слоев, обеспечивающие минимальные значения отраженной энергии.

П. а. с. могут быть применены в ультразвуковых линзах и призмах, а также для просветления границ погружаемых в жидкость деталей, при *ультразвуковой дефектоскопии*. Плексигласовый П. а. с. повышает прозрачность границы раздела воды и алюминия с 28% до 99%. Двухслойный П. а. с. алюминий—плексиглас повышает прозрачность границы раздела вода—сталь с 13% до 95%. Толщина каждого П. а. с. должна быть, по сравнению с расчетной, выдержана с точностью до 0,05  $\lambda$  в материале данного слоя.

Лит.: 1) Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949; 2) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; 3) Тартаковский Б. Д., Звуковые переходные слои, «ДАН СССР», 1950, т. 75, № 1, с. 29; 4) Каминер Г. И., Тартаковский Б. Д., Экспериментальное исследование ультразвуковых переходных слоев, «Акуст. ж.», 1956, т. 2, № 2, с. 154.

**ПРОСВЕЧИВАЮЩИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП** — электронный микроскоп, в к-ром изображение создается электронами, проходящими через объект. Подробнее см. *Электронный микроскоп*.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ** — зависимость тензора диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon_{ij}$  от волнового вектора. В обычной линейной электродинамике предполагается, что вектор электрич. индукции  $D$  в точке  $r$  среды связан линейной зависимостью с напряженностью электрич. поля  $E$  в той же точке. Это приводит к тому, что тензор  $\epsilon_{ij}$  оказывается зависящим только от частоты  $\omega$  плоской электромагн. волны и не зависит от ее волнового вектора  $k$  (обычная *кристаллооптика*). Существуют, однако, физич. явления (напр., естеств. *оптическая активность*), к-рые могут быть объяснены, если принять также во внимание зависимость  $\epsilon_{ij}$  от  $k$ . Эта зависимость — следствие наиболее общего соотношения, к-рое имеет место в линейной электродинамике между векторами  $E(r, t)$  и  $D(r, t)$ . Для однородной среды это соотношение может быть записано в виде:

$$D_i(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int dr' \hat{\epsilon}_{ij}(t-t', r-r') E_j(r', t'). \tag{1}$$

Зависимость ядра  $\hat{\epsilon}_{ij}$  этого интегрального соотношения от временной разности  $t-t'$  обусловлена предполагаемой неизменностью свойств среды во времени, а зависимость от разности  $r-r'$  — пространственной однородностью среды. Интегрирование по  $t'$  в (1) распространено только на интервал от  $-\infty$  до  $t$  в связи с требованием принципа причинности: индукция  $D(r, t)$  определяется значениями поля  $E$  только в прошлом и настоящем, т. е. при  $t' \leq t$ . Если электрич. поле имеет вид плоской монохроматич. волны,

т. е.  $E(r, t) = E(k, \omega) \exp [i(kr - \omega t)]$ , то в силу (1) электрич. индукция также имеет вид плоской волны:  $D(r, t) = D(k, \omega) \exp [i(kr - \omega t)]$ , причем

$$D_i(k, \omega) = \epsilon_{ij}(k, \omega) E_j(k, \omega), \quad (2)$$

где

$$\epsilon_{ij}(k, \omega) = \int_0^\infty d\tau \int dR \exp [-i(kR - \omega\tau)] \hat{\epsilon}_{ij}(\tau, R). \quad (3)$$

Зависимость тензора  $\epsilon_{ij}(k, \omega)$  от  $\omega$  соответствует в р е м е н н о й дисперсии, а зависимость от  $k$  — П. д. Из соотношений (1) и (3) видно, что П. д. связана с тем, что величина вектора  $D$  в точке  $r$  определяется значением  $E$  не только в точке  $r' = r$ , но также значениями  $E(r', t)$  в нек-рой окрестности точки  $r$ . В противном случае ядро  $\hat{\epsilon}_{ij}(\tau, R)$  выразилось бы через *дельта-функцию*:  $\hat{\epsilon}_{ij}(\tau, R) = \hat{\epsilon}_{ij}(\tau) \delta(R)$ , так что всякая зависимость  $\epsilon_{ij}(k, \omega)$  от  $k$  в (3) при этом исчезла бы. Область, в к-рой ядро  $\hat{\epsilon}(\tau, R)$  значительно, определяется характерными частотами среды  $\omega_l$  и временами релаксации  $\tau$ , а также характерными длинами  $a_l$ . Частоты  $\omega_l$  обычно лежат в широких пределах, тогда как размеры  $a_l$  («радиус молекулярного действия» и т. п.) более или менее близки друг другу. Поэтому в то время как временная дисперсия в области частот, где  $\omega/\omega_l \sim 1$  может быть большой, П. д. в оптич. области длин волн, где  $a_l/\lambda \sim 10^{-3} \ll 1$ , оказывается слабой. Т. о., для больших длин волн, где  $|k| a_l \sim a_l/\lambda \ll 1$ , зависимость  $\epsilon_{ij}(k, \omega)$  от  $k$  может быть в большинстве случаев представлена в виде одного из разложений [1]:

$$\epsilon_{ij}(k, \omega) = \epsilon_{ij}(\omega) + \gamma_{ijl}(\omega) k_l + \alpha_{ijlm}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (4)$$

или

$$\epsilon_{ij}^{-1}(k, \omega) = \epsilon_{ij}^{-1}(\omega) + g_{ijl}(\omega) k_l + \beta_{ijlm}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (5)$$

Фигурирующие в (4) и (5) тензоры  $\gamma, g, \alpha$  и  $\beta$  удовлетворяют ряду соотношений и существенно упрощаются для кристаллов с высокой симметрией [4]. Для объяснения естественной оптич. активности достаточно в (4) или (5) сохранить линейную зависимость от  $k$  (подробнее см. *Оптическая активность*). Для негиротропных кристаллов тензоры  $\gamma_{ijl} = g_{ijl} = 0$  и при исследовании эффектов П. д. необходимо в (4) и (5) принимать во внимание слагаемые, квадратичные по  $k_l$ .

Один из эффектов П. д. в негиротропных кристаллах — оптич. анизотропия кубич. кристаллов, наблюдавшаяся экспериментально [2]. В кубич. негиротропных кристаллах при неучете П. д.  $\epsilon_{ij}(\omega) = \epsilon(\omega) \delta_{ij}$ . Поэтому на основании (2)

$$D(k, \omega) = \epsilon(\omega) E(k, \omega). \quad (6)$$

С др. стороны, ур-ния Максвелла для плоских волн в среде без внешних источников приводят к соотношению

$$D(k, \omega) = n^2 \{E(k, \omega) - s(sE(k, \omega))\}, \quad (7)$$

где  $s = k/|k|$ ,  $n(\omega, s) = \text{коэфф. преломления световых волн в среде}$ ,  $n^2 \equiv k^2 c^2 / \omega^2$ . Из сравнения (6) и (7) следует, что для поперечных волн ( $sE = 0$ ) выполняется соотношение  $n^2 = \epsilon(\omega)$ , т. е. коэфф. преломления оказывается не зависящим от направления распространения света  $s$ . Если же П. д. принять во внимание, то тензор  $\epsilon_{ij}(k, \omega) = \epsilon(\omega) \delta_{ij} + \alpha_{ijlm}(\omega) k_l k_m$  уже не сводится к скаляру, так что даже в кубич. кристалле величина коэфф. преломления оказывается зависящей от направления распространения света. С П. д. связана также возможность распространения в окрестности линий поглощения, где  $\epsilon(\omega) \rightarrow \infty$ , т. н. добавочных световых волн. В этой области частот для учета П. д. сле-

дует воспользоваться разложением (5). В изотропной негиротропной среде, с учетом (5),

$$E(k, \omega) = [1/\epsilon(\omega) + \beta' n^2] D(k, \omega); \quad \beta' = \beta \omega^2 / c^2. \quad (8)$$

Из сравнения (8) с (7) следует, что коэфф. преломления световых волн имеет два значения:

$$n_{1,2}^2 = -1/2\epsilon\beta' \pm \sqrt{(1/2\epsilon\beta')^2 + 1/\beta'}.$$

Т. о., в окрестности линий поглощения с одинаковыми частотой и поляризацией может распространяться в среде не одна волна с  $n^2 = \epsilon(\omega)$ , как это имеет место без учета П. д., а две волны, отличающиеся друг от друга коэфф. преломления и, следовательно, длинами волн:  $\lambda_{1,2} = \lambda_0 / n_{1,2}$  ( $\lambda_0 = 2\pi c / \omega$  — длина волны в вакууме). Аналогично можно показать, что в гиротропных средах в окрестности линий поглощения получаются три решения для  $n^2$ , так что в нек-рой области спектра могут распространяться три волны с одинаковой частотой. Добавочные волны, вызванные П. д., возможны не только в кристаллах, но также и в магнитоактивной плазме [5]. Во всех случаях главные трудности в экспериментальном обнаружении этих волн связаны, по-видимому, с их значительным затуханием и слабостью П. д. В этом смысле исследование гиротропных сред, где П. д. проявляется уже в первом порядке по степеням малого параметра  $a_l/\lambda$ , представляет несомненный интерес. Теория указанных выше эффектов П. д. тесно переплетается с теорией *экситонов* [1, 3, 4] и составляет содержание кристаллооптики с учетом П. д.

П. д. учитывалась также при изучении целого ряда др. вопросов, таких, как аномальный скин-эффект в металлах [10], колебания кристаллич. решеток [7], плазменные волны в изотропной и магнитоактивной плазме [5, 6], дискретные потери энергии в кристаллах [6] и т. д. Кроме того, учет П. д. существен также при рассмотрении *рассеяния света* и поведения нек-рых оптич. колебаний кристаллов вблизи точек фазового перехода второго рода ( $\alpha = \beta$  — переход в кварце, сегнетоэлектрич. переходы). Подробнее см. [8, 9].

Лит.: 1) Гинзбург В. Л., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 6, с. 1593; 2) Гросс Е. Ф., Капльнский Я. А., «ДАН СССР», 1960, т. 132, № 1, с. 98; 3) Пекар С. И., «ЖЭТФ», 1957, т. 33, вып. 4, с. 1022; 1959, т. 36, вып. 2, с. 451; 4) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., «УФН», 1962, т. 76, вып. 4, с. 643; т. 77, вып. 4, с. 663; 5) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960; 6) Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; 7) Толпыго К. Б., «УФН», 1961, т. 74, вып. 2, с. 269; 8) Гинзбург В. Л., Леванюк А. П., «ЖЭТФ», 1960, т. 39, вып. 1, с. 192; «J. Phys. Chem. Solids», 1958, v. 6, № 1, с. 51; 9) Гинзбург В. Л., «ФТТ», 1960, т. 2, вып. 9, с. 2031; 10) Силин В. П., Фетисов Е. П., «ЖЭТФ», 1963, т. 45, вып. 5, с. 1572; 1961, т. 41 вып. 1, с. 159. В. М. Агранович.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕШЕТКА** — бесконечная совокупность точек (узлов), расположенных по вершинам равных параллелепипедов, сложенных равными гранями и заполняющих пространство без промежутков. Параллелепипеды П. р. преобразуются друг в друга группой конечных переносов (трансляций). П. р. — простейшая схема строения кристаллов. Каждый параллелепипед содержит в себе нек-рую повторяющуюся переносима часть кристаллич. структуры: одну или неск. молекул, один или неск. одинаковых или различных атомов, а также доли атомов и ионов. С кристаллографич. точки зрения, в П. р. более существенны не сами параллелепипеды, их грани или ребра, а повторяющиеся трансляциями эквивалентные точки — узлы решетки, напр. центры или вершины параллелепипедов, т. к. симметрия кристалла наиболее полно отображается именно в системе узлов П. р., иначе говоря, в *Браве решетке*.

Лит.: 1) Аншелес О. М., Начала кристаллографии, Л., 1952; 2) Белов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951; 3) K l e b e r W., Einführung in die Kristallographie, 7 Aufl., В., 1963. А. В. Шубников.

**ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ЗРЕНИЕ** — способность на глаз определять расстояние до предметов и определять их взаимное расположение. Факторы, за счет к-рых осуществляется П. з., можно разделить на моно- и бинокулярные.

*Бинокулярное зрение* осуществляется за счет анализа различий изображений на сетчатке двух глаз. Основанием для монокулярной оценки расстояний могут служить: 1) видимые угловые размеры предметов с известными линейными размерами; 2) изменения видимого цвета предметов (с известной окраской) возд. дымкой; 3) различие угловых скоростей предметов при их движении относительно наблюдателя; 4) определение того, какой из двух предметов проектируется на другой; 5) оценка напряжения мышц при *аккомодации* глаза. При определении взаимного расположения деталей предмета (его пространств. формы) важную роль играет также распределение на его поверхности бликов и теней, по к-рому узнается ориентация частей поверхности по отношению к источникам освещения.

В оптимальных условиях точность бинокулярных оценок определяется минимально заметным различием параллакса (ок.  $10'$ ). Оценки на основе монокулярных признаков редко бывают точнее  $\sim 10\%$ , но зато могут производиться на расстояниях, много больших, чем  $1$  км (предельного расстояния для бинокулярной оценки). Значимость монокулярных признаков часто недооценивается, хотя передача пространства, объема и формы в живописи, фотографии и кино осуществляется только с их помощью.

Лит. см. при ст. *Зрение, Цветное зрение*. М. С. Смирнов.

**ПРОСТРАНСТВЕННОПОДОБНЫЙ ВЕКТОР** — четырехмерный вектор в специальной теории относительности, у к-рого квадрат временной компоненты меньше суммы квадратов пространственных компонент. Если к-л. физич. величина является П. в., то всегда существует такая инерциальная система отсчета, в к-рой временная компонента обращается в нуль.

Если в какой-либо системе рассматривается пространственное расстояние между двумя точками, то в инерциальной системе, движущейся относительно исходной, 4-вектор расстояния превратится в П. в., обладающий временной компонентой. См. *Относительности теория, Минковского пространство, Временноподобный вектор*.

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ГРУППЫ** — группы симметрии, содержащие в качестве подгруппы трехмерную группу конечных переносов (см. *Браве решетка*). П. г. описывают симметрию кристаллических структур. Подобно всем *группам симметрии*, каждая П. г. представляет собой *группу операций* — движений и зеркальных движений, переводящих кристаллич. структуру в новое положение, не отличающееся от заданного.

Операциями симметрии П. г. могут быть все операции симметрии точечных кристаллографических групп (см. *Классы кристаллов*), а также специфичные для П. г. операции: параллельные переносы (трансляции), скользящие отражения и винтовые повороты (см. *Винтовая ось*). Существует всего 230 П. г. Каждой из них отвечает одна и только одна сходственная точечная группа (класс), получаемая из П. г. заменой всех винтовых осей соответствующими простыми осями, всех плоскостей скольжения соответствующими плоскостями симметрии и исключением всех осей трансляций. Каждой точечной кристаллографич. группе (классу) отвечает, в общем случае, неск. сходственных П. г., получаемых последовательной заменой в точечной группе каждого элемента симметрии отдельно и неск. вместе соответственными сходственными элементами.

Наглядное представление о трехмерных П. г. дают двумерные группы П. г., изображаемые орнаментами обоев, паркетов и т. д. Принадлежность кристалла к той или иной П. г. устанавливается исследованием его структуры методами рентгеноструктурного, электронографического и нейтронографич. анализа.

Лит.: 1) Вокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 2) Bueger M. J., Elementary crystallography, N. Y. — L., 1956; 3) Федоров Е. С., Симметрия и структура кристаллов, [М.], 1949. А. В. Шубников.

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД** (объемный заряд) — электрич. заряд  $q$ , распределенный в объеме  $V$  так, что его плотность  $\rho$  конечна:  $\rho = dq/dV$ . П. з. определяет пространственное распределение потенциала  $\phi$  и напряженности поля  $E$  согласно *Пуассона уравнению*, к-рое для среды с постоянной диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon$  можно записать так:  $\nabla^2\phi = \text{div } E = -4\pi\rho/\epsilon$ . П. з. образуется, когда концентрации положительных и отрицательных носителей заряда взаимно не скомпенсированы. При этом  $\rho = e\sum Z_i n_i$  ( $n_i$  — концентрация и  $Z_i e$  — заряд данного сорта носителей;  $Z_i$  имеет знак носителя, так что для электрона или одновалентного отрицательного иона  $Z = -1$ ). Поскольку свободные электрич. заряды не могут образовывать в объеме статич. равновесную систему (см. *Ирришюу теорема*), реальные условия возникновения П. з. связаны обычно с процессом прохождения тока. П. з. образуются вблизи электродов при прохождении тока через электролит, на границе двух полупроводников с различной (электронной или дырочной) проводимостью, в вакууме вблизи эмитирующего электроны катода, в газовом разряде вблизи электродов, стенок и в местах с резким изменением поперечного сечения. Образованию П. з. способствует наличие в среде носителей заряда с разными коэфф. диффузии. Напр., в *плазме* большой коэфф. диффузии электронов по сравнению с положительными ионами приводит к возникновению избыточного положительного заряда и, как следствие, — направленного из плазмы поля. Образование П. з. определяет распределение потенциала и вид вольтамперных характеристик при прохождении тока в вакууме и отдельных областях газового разряда. Плотность П. з. определяется плотностями тока  $J_i$  и скоростями  $u_i$  соответствующих носителей заряда. Так как ток направл. от большего потенциала к меньшему, то, понимая под  $j_i$  абс. величину плотности тока и учитывая знак  $u_i$ , можно написать:  $\rho = -\sum j_i/u_i$ . При движении электронов в вакууме с нулевой начальной скоростью на катоде скорость  $u_i$  задается пройденной разностью потенциалов, так что для одномерной задачи

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi j \left(\frac{2e\phi}{m}\right)^{-1/2},$$

где  $m$  — масса электрона. Интегрирование этого уравнения при начальных условиях  $\phi = 0$  и  $E = 0$  при  $x = 0$  приводит к зависимости  $\phi \sim x^{4/3}$  и к вольтамперной характеристике, определяемой «законом  $3/2$ » (см. *Ленгмюра формула*). Решение аналогичной задачи для положительных ионов в газе зависит от характера движения ионов (см. *Подвижность электронов и ионов*). В слабых полях  $u \approx E$ , в сильных  $u \approx E^{1/2}$ . В первом случае получается  $j \approx \Phi_a^2$ , во втором  $j = \Phi_a^{3/2}$ . Поля, создаваемые П. з. в газе, определяют многие важные свойства разряда (временной ход развития разряда, образование *стримеров*, плазменные колебания и пр.).

Поскольку  $\rho$  определяется алгебраич. суммой зарядов разных носителей, наличие в объеме зарядов противоположных знаков может привести к частичной или полной компенсации П. з. Пример: плазма, в к-рой концентрации электронов и ионов почти равны,

и прикатодная область в разряде с накаленным катодом, где положительные ионы компенсируют заряд электронов, благодаря чему падение потенциала в таком разряде невелико и почти не зависит от тока (см. *Газотрон*).

Ур-ние Пуассона, применяющееся в указанных выше задачах, предполагает, что П. з. распределен непрерывно по всему рассматриваемому объему. В действительности поле П. з. складывается из полей отдельных носителей. Поэтому приведенные зависимости  $\phi$  и  $E$  суть величины, усредненные для областей, линейные размеры к-рых велики по сравнению со средним расстоянием между носителями, т. е. с длиной порядка  $(\sum n_i)^{-1/3}$ . Хаотически меняющиеся во времени локальные поля (микрополя) должны вычисляться непосредственно наложением полей отдельных носителей с учетом их статистич. распределения.

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, М.—Л., 1950, гл. 10, 13; 2) Рожанский Д. А., Физика газового разряда, М.—Л., 1937, гл. 8. Л. А. Сена.

**ПРОСТРАНСТВО И ВРЕМЯ** — общие формы координации материальных объектов и их состояний. Пространство — это совокупность отношений, выражающих координацию сосуществующих объектов, — их расположение друг относительно друга и относит. величину (расстояния и ориентация); время — совокупность отношений, выражающих координацию сменяющих друг друга состояний (явлений), — их последовательность и длительность.

В классич. физике было общепринятым другое понимание П. и в., сформулированное Ньютоном. Согласно ньютоновской концепции П. и в., пространство — это пустое «вместилище» тел, абс. неподвижное и обладающее определенными размерами, однородное и изотропное, а время — «вместилище» событий, равномерно текущее от прошлого к будущему. П. и в. являются тем самым абс. системой отсчета. Такое понимание П. и в. не противоречило классич. механике и представлению об евклидовой геометрии как универсальной.

Однако в 17—19 вв. существовала другая концепция П. и в., развитая Лейбницем, согласно к-рой они являются не самостоят. объектами, а формами координации тел и событий. Концепция Лейбница была обобщена и развита в философии диалектич. материализма. Ньютоновы представления обнаружили свою несостоятельность после создания *относительности теории*. Согласно теории относительности, расстояние между двумя точками пространства — места событий — и промежуток времени между этими событиями — величины относительные, имеющие различное значение в разных системах отсчета, движущихся друг относительно друга. Это исключает существование абс. пространства, расстояния между точками к-рого инвариантны, и абс. времени, промежутки к-рого — также инвариантные величины. Следовательно, пространственно-временные величины относятся только к материальным объектам и процессам и не существуют независимо от них. Выяснилось также, что пространственно-временные величины изменяются согласованно при переходе от одной системы отсчета к другой; возникло общее понятие «пространства — времени» (П.—в.).

В общей теории относительности понятие П.—в. получило дальнейшее развитие: было показано, что метрика П.—в. изменяется в зависимости от концентрации масс. В космологии сформировалось представление о меняющемся неевклидовом пространственно-временном фоне в известной части Вселенной. Из общей теории относительности следует, в частности, вывод о возможности изменения скорости течения времени.

В совр. учении о П. и в. важное место занимают также проблемы делимости П. и в. (см. *Нелокальная квантовая теория поля, Квантование пространства и времени*) и их симметрии (см. *Сохранения законы, Четность состояния*).

Лит.: 1) Свидерский В. И., Пространство и время, М., 1958; 2) Штейнман Р. Я., Пространство и время, М., 1962.

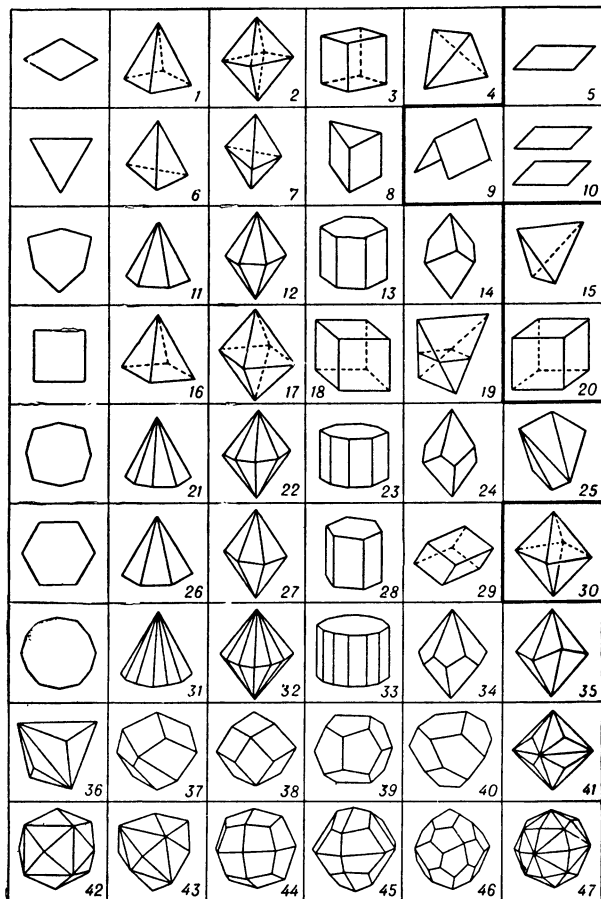
**ПРОСТРАНСТВО ИЗОБРАЖЕНИЙ** — см. *Пространство предметов*.

**ПРОСТРАНСТВО ПРЕДМЕТОВ** — совокупность точек, изображаемых оптич. системой. В параксиальной области можно всякую точку пространства рассматривать, как принадлежащую П. п., т. к. по ф-лам *геометрической оптики* для этой области любой точке П. п. соответствует точка пространства изображений — и обратно. Таким образом, П. п. и пространство изображений занимают все пространство, окружающее оптич. систему. В реальных оптич. системах не все точки пространства могут быть изображены, т. к. этому препятствуют оправы линз, диафрагмы и др. механические детали (см. *Виньетирование*); однако понятие П. п., отнесенное к параксиальной области, может быть перенесено без изменения на реальные оптич. системы. Для понятий П. п. или пространства изображений, или пространства промежуточного изображения основное значение имеют след. характеристики: увеличение, показатель преломления, аберрации, разрешающая сила, зрачки, люксы, энергетич. величины и т. д. Эти характеристики могут быть перенесены с одного пространства на любое другое с помощью ф-лы Лагранжа—Гельмгольца и аналогичных ей инвариантных соотношений. Г. Г. Слюсарев.

**ПРОСТЫЕ ФОРМЫ** — многогранники с одинаковыми и симметрично расположенными гранями. Под одинаковыми разумеются как совместимо, так и зеркально равные грани, а под симметричным — такое расположение, при к-ром каждая грань может совмещаться с любой другой одной или неск. операциями симметрии той точечной группы симметрии, к к-рой принадлежит данная П. ф. (см. также *Классы кристаллов*). Кристаллы могут иметь только те П. ф., к-рые удовлетворяют *Гаюи закону*. В соответствии с этим П. ф. могут иметь только следующие числа граней: 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24, 48. По назв. принято различать всего 47 П. ф. (рис. на стр. 228). Назв. даются по ряду признаков: числу граней, их очертанию и др. Различают общие и частные П. ф. В общей П. ф. каждая грань совмещается с любой другой только одной операцией симметрии. В частной П. ф. каждая грань совмещается с любой другой неск. операциями симметрии. Одна и та же П. ф. может быть общей в одной группе симметрии (классе) и частной в другой.

Лит.: 1) Флинт Е. Е., Начала кристаллографии, 2 изд., М., 1961; 2) Попов Г. М., Шафрановский И. И., Кристаллография, 3 изд., М., 1955. А. В. Шубников.

**ПРОТАКТИНИЙ** (Protactinium) Pa — радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы Менделеева с п. н. 91. Относится к группе *актиноидов*. Стабильных изотопов не имеет. Открыт в 1913 г. К. Фаянсом (К. Fajans), выделившим короткоживущий изотоп Pa<sup>234</sup> (UX<sub>2</sub>). Всего известно 12 радиоактивных изотопов П., самый долгоживущий из к-рых Pa<sup>231</sup> ( $T_{1/2} = 3,43 \cdot 10^4$  лет). Pa<sup>231</sup> входит в радиоактивный ряд актиноурана, являясь дочерним веществом U<sup>235</sup>. В равновесии с 1 г природного урана находится  $3,4 \cdot 10^{-7}$  г П. Распространенность П. в земной коре  $\sim 1 \cdot 10^{-10}$  весовых %. Строение электронной оболочки атома П.  $5f^2 6d^7 s^2$  или  $5f 6d^2 7s^2$ . Металлич. П. — блестящее ковкое вещество, тускнеющее на воздухе вследствие окисления. Имеет тетрагональную структуру с параметрами решетки:  $a = 3,925 \text{ \AA}$  и  $c = 3,238 \text{ \AA}$ . Плотность  $15,37 \text{ г/см}^3$ . В своих соединениях П. проявляет валентности +3, +4 и +5. Суще-



Простые формы. Пирамиды: ромбическая, тригональная, дитригональная, тетрагональная, дитетрагональная, гексагональная, дигексагональная (1, 8, 11, 16, 21, 26, 31); пирамиды такие же (2, 7, 12, 17, 22, 27, 32); призмы такие же (3, 8, 13, 18, 23, 28, 33); тетраэдры: ромбический, тетрагональный, правильный (4, 19, 15); ромбоэдр (29); скаленоэдры: тетрагональный, тригональный (25, 35); трапецоэдры: тригональный, тетрагональный, гексагональный (14, 24, 34); моноэдр (5); пинакоид (10); диэдр (9); куб (20); октаэдр (30); тригон-тритетраэдр (36); тетрагон-тритетраэдр (37); ромбо-додекаэдр (38); пентагон-додекаэдр (39); пентагон-тритетраэдр (40); тригон-триоктаэдр (41); тетра-гексаэдр (42); гекса-тетраэдр (43); тетрагон-триоктаэдр (44); дидодекаэдр (45); пентагон-триоктаэдр (46); гексоктаэдр (47).

ствование 3-валентного П. в растворах не доказано. По своим хим. свойствам П. — аналог с одной стороны, Та и Nb, а с другой стороны, Ti и Zr.

Получают П. из отходов после переработки урановых руд.  $\text{Pa}^{231}$  образуется при облучении тория нейтронами по реакции  $\text{Th}^{230} (n, \gamma) \text{Th}^{231} \xrightarrow[23,5 \text{ час}]{\beta^-} \text{Pa}^{231}$ . При облучении тория с целью получения  $\text{U}^{233}$  в виде побочного продукта также образуется  $\text{Pa}^{231}$  по реакции  $\text{Th}^{232} (n, 2n) \text{Th}^{231} \rightarrow \text{Pa}^{231}$ , к-рая протекает под действием быстрых нейтронов;  $\text{Pa}^{231}$  далее выделяется из отходов от переработки облученного тория. В технологич. схемах широко используется концентрирование П. осаждением его перекиси или адсорбцией на  $\text{MnO}_2$  из азотнокислых растворов, а также экстракционные и хроматографич. методы. Металлич. П. можно получить восстановлением  $\text{PaF}_4$  металлич. барием при  $1400^\circ$ , термич. разложением галогенидов, а также бомбардировкой  $\text{PaF}_4$  или  $\text{Pa}_2\text{O}_5$  пучком электронов в вакууме. Определение П. производится исключительно радиометрически.

П. — один из наименее изученных актинидов, что в значит. степени объясняется большими трудностями при работе с ним (сложное и невоспроизводимое поведение, склонность к гидролизу и адсорбции на стенках посуды и т. д.).

Лит.: 1) С и б о р г Г. Т., Ка ц Д. Д., Химия актинидных элементов, пер. с англ., М., 1960; 2) Актиниды, пер. с англ., под ред. А. В. Николаева, М., 1955; 3) М и х а й л о в В. А., Новые исследования по химии протактиния, «Усп. химии», 1960, т. 29, вып. 7, с. 882. В. И. Барановский.

**ПРОТИВОИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ** (встречное излучение атмосферы) — длинноволновое излучение атмосферы (тепловое), направленное в сторону земной поверхности; измеряется *пиргеометрами* и *балансомерами*. При безоблачном небе величина П. а. зависит прежде всего от темп-ры и абс. влажности воздуха; наблюдается простой суточный ход П. а. с макс. значениями в околополуденное время. Однако зимой (при снежном покрове) П. а. в течение суток практически не изменяется.

Величина П. а. при ясном небе изменяется обычно от 0,3 до 0,6  $\frac{\text{кал}}{\text{см}^2/\text{мин}}$ , а при облачности значительно возрастает, так что при сплошной облачности П. а. на 20—25% больше, чем при ясном небе.

Для расчета средних величин П. а. удобны эмпирич. ф-лы:

$$G_0 = \sigma T_0^4 f_1(e_0); G_n = G_0 f_2(n),$$

где  $G_0$ ,  $G_n$  — П. а. при безоблачном небе и облачности степени  $n$ ;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_0$ ,  $e_0$  — темп-ра и абс. влажность воздуха (или упругость вод. пара) на высоте 1,5–2 м;  $f_1(e_0) = A - B e^{-C e_0}$  (Ангстрем) или  $f_1(e_0) = a + b \sqrt{e_0}$  (Брейт);  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $a$ ,  $b$  — эмпирич. постоянные, довольно сильно изменяющиеся в зависимости от условий наблюдений. Для  $f_2(n)$  обычно пользуются линейной аппроксимацией, но более точно выражение:  $f_2(n) = 1 + C' n^{1,1}$ .

Распределение энергии П. а. за пределами области спектра, примыкающей к окну прозрачности атмосферы ( $\lambda \approx 8\text{--}12 \mu$ ), мало отличается от распределения энергии в спектре абс. черного тела при темп-ре воздуха вблизи земной поверхности.

Лит.: Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере, Л., 1956, гл. VI. К. Я. Кондратьев.

**ПРОТОН** (p) — стабильная элементарная частица с единичным положительным электрич. зарядом и массой  $M_p = (938,21 \pm 0,01) \text{ Mэв}$  [1] или  $1836,13 m_e$ , где  $m_e$  — масса электрона. П. образуют вместе с нейтронами (n) ядра всех хим. элементов. В частности, ядро водородного атома с массовым числом 1 состоит из одиночного П. Число П. в атомном ядре определяет заряд ядра и место соответствующего хим. элемента в периодич. системе элементов Д. И. Менделеева. П. входят в состав *космических лучей*, являясь основной компонентой первичного излучения.

П. относятся к классу *барионов*; *барионный заряд* П. равен 1. Закон сохранения барионного заряда обуславливает стабильность П. по отношению к распаду на более легкие частицы (напр.,  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ , где  $e^+$  — *позитрон*,  $\pi^0$  — нейтральный *пи-мезон*, и др.) и, соответственно, стабильность существующих более сложных систем. Экспериментальное исследование стабильности П. дает для нижней границы времени жизни значения  $1 \cdot 10^{26}$ — $7 \cdot 10^{27}$  лет в зависимости от принятого предположения о типе распада П. [2].

Вместе с нейтроном П. образует группу из двух частиц — изотопич. дублет, обозначаемый термином *нуклон* (N). *Изотопический спин* нуклонов равен  $1/2$ ; *странность*  $S = 0$ . Существует античастица П. — *антипротон*.

*Спин* П. равен  $1/2$  (в единицах  $\hbar$ , где  $\hbar = h/2\pi$ , а  $h$  — постоянная Планка); он был определен по чередованию интенсивностей линий в спектре молекулярно-

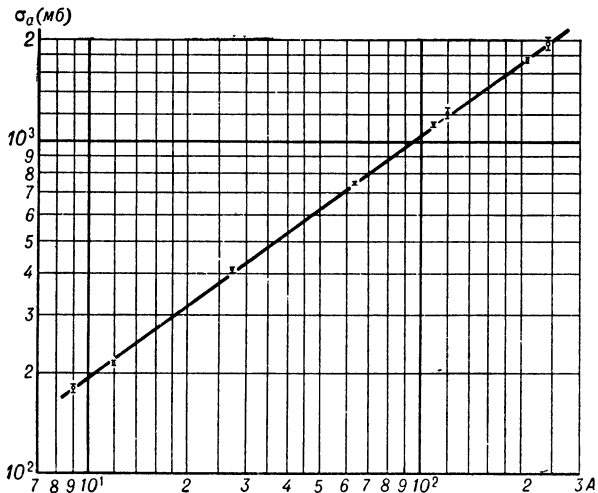
го водорода. Соответственно, П. подчиняются Ферми — Дирака статистике. Величина магнитного момента П., равная  $\mu_p = 2,792743 \mu_0$  (где  $\mu_0 = e\hbar/2M_p c$  — ядерный магнетон), определялась методом ядерного магнитного резонанса. Отличие  $\mu_p$  от величины  $\mu_0$ , предсказываемой для частиц, к-рые описываются Дирака уравнением и участвуют только в электромагнитных взаимодействиях, получило качественное объяснение в мезонной теории (см. Пи-мезоны).

П. участвуют во всех типах элементарных взаимодействий: сильно, электромагнитно и слабо.

Важнейший пример сильных взаимодействий — ядерные взаимодействия, осуществляющиеся с помощью ядерных сил. Согласно мезонной теории ядерных сил, свойства П. наглядно объясняются наличием облака виртуальных мезонов (см. Виртуальные состояния, виртуальные переходы, виртуальные частицы), окружающих П.; размер этого облака — порядка комптоновской длины волны  $\pi$ -мезона  $\hbar/\mu c \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$  см ( $\mu$  — масса  $\pi$ -мезона). В частности, так получает качественное объяснение аномальный магнитный момент нуклонов и их электромагнитная структура, обнаруженная в опытах по  $e - N$ - и  $\gamma - N$ -рассеянию (см. Электромагнитная структура элементарных частиц).

Поскольку нуклоны взаимодействуют друг с другом через поля мезонов, для получения информации о ядерных силах первостепенное значение приобретают экспериментальные исследования процессов, в к-рых П. взаимодействует с мезонами:  $\pi - p$ -рассеяние, образование  $\pi$ -мезонов в  $N - N$ -столкновениях, фоторождение мезонов и др. Проведенные исследования позволили получить важные сведения о П. и их взаимодействиях (см. Пи-мезоны).

Важнейшие электромагнитные процессы с участием П.: рассеяние электронов высокой энергии на П., упругое рассеяние  $\gamma$ -квантов на П. (комптон-эффект), фоторождение мезонов, фотоядерные реакции. Опыты по рассеянию электронов с энергией  $\sim 1$  Бэв позволили обнаружить пространственное распределение электрич. заряда и аномального магнитного момента П. Наличие структуры заряда и магнитного момента П. также подтверждается в опытах по изучению рассеяния  $\gamma$ -квантов на П. Обнаружено, что электромагнитное поле деформирует мезонное облако, что приводит к поляризуемости П. (подробнее см. Электромагнитная структура элементарных частиц, Поляризуемость ядер и элементарных частиц, а также [4]).



При прохождении П. через вещество за счет ионизации атомов среды происходит практически непрерывное уменьшение его энергии. Пробег П. данной энергии в среде определяется как средняя толщина проходимого слоя поглотителя в направлении начального движения. Зависимость пробега П. от энергии в различных тормозящих средах см. в ст. Прохождение заряженных частиц через вещество [5, 6, 7].

На графиках обычно приводятся ионизационные пробеги. Однако при энергии П. порядка сотен Мэв средний свободный пробег для неупругих ядерных столкновений, определяемый как  $\lambda_a = 1/\sigma_a N$  (где  $\sigma_a$  — сечение неупругого взаимодействия П. с ядром,  $N$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ ), становится сравнимым с ионизационным пробегом, а при больших энергиях практически определяет прохождение П. через среду. Экспериментальные исследования показывают, что в широкой области энергий П. (0,1—25 Бэв) сечения протонных неупругих ядерных взаимодействий почти постоянны и равны соответствующим сечениям для нейтронов. На рис. приведены сечения  $\sigma_a$  для различных ядер, полученные в предположении  $\sigma_a(p) = \sigma_a(n) = \text{const}$ . Вычисленные на основе этих сечений  $\lambda_a$  приведены в табл.

Средние свободные пробеги  $\lambda_a$  протонов с энергией 0,1—25 Бэв.

Элемент	$\sigma/\text{см}^2$	Элемент	$\lambda/\text{см}^2$
C . . . . .	93,3	Sn . . . . .	161
Al . . . . .	109	Pb . . . . .	199
Cu . . . . .	140	U . . . . .	204

При всех энергиях П. важную роль играет процесс многократного рассеяния. При высоких энергиях П., когда де-бройлевская длина волны протона  $\lambda \ll R$  ( $R$  — радиус ядра), упругое рассеяние на ядре можно рассматривать как дифракцию на полупрозрачном экране, имеющем размеры и форму ядра. Угловое распределение такого рассеяния обнаруживает типичную дифракционную картину с резкой направленностью вперед: угол 1-го дифракц. максимума  $\sim \lambda/R$ .

Вследствие наличия заряда у П. и возможности получения интенсивных источников путем ионизации водорода, пучки П. являются одним из основных средств исследования природы элементарных частиц и атомных ядер. Построенные ускорители позволяют получать пучки П. с энергией в десятки Бэв и интенсивностью порядка  $10^{10}$ — $10^{11}$  частиц в импульсе. В работах, проведенных с П. таких энергий, получено много уникальных данных об элементарных частицах и их взаимодействиях: экспериментально обнаружены антипротон ( $\bar{p}$ ), антинейтрон ( $\bar{n}$ ), антисигма-минус-гиперон ( $\bar{\Sigma}^-$ ), «мезонное» нейтрино и др. Регистрация П. производится обычными методами детектирования заряженных элементарных частиц (пузырьковыми камерами, сцинтилляционными счетчиками, Черенкова счетчиками и т. д.).

Лит.: 1) Barkas W. H., Rosenfeld A. H., Proceedings of the 1960 Annual Intern. conference on high energy physics at Rochester, August 25 — September 1, N. Y., 1960; 2) Gliauti C. C., Reines F., «Proc. Phys. Rev.», 1962, v. 126, № 6, p. 2178; 3) Uchawa H., «Proc. Phys. Math. Soc. Japan», 1935, v. 17, p. 48; 4) Дрелл С. Д., Захариясен Ф., Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962; 5) Wilson R. R., «Phys. Rev.», 1951, v. 84, № 1, p. 100; 6) е о ж е, там же, 1950, v. 79, № 1, p. 204; 7) Бете Г., Ашк и н Ю., Прохождение излучения через вещество, в кн.: Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 1, М., 1955, с. 142. Б. Б. Говорков.

**ПРОТОННЫЙ РЕЗОНАНС** — сокращенное название ядерного магнитного резонанса протонов; часто употребляется в связи с применением ядерного магнитного резонанса для измерения и стабилизации магнитного поля.





все большая и большая доля энергии первичных  $\gamma$ -лучей передается комптоновским электронам. При  $E_\gamma = 1,5 \text{ Мэв}$  энергия кванта делится в среднем поровну между рассеянным квантом и электроном, а при дальнейшем увеличении  $E_\gamma$  доля энергии, отдаваемой электронам, стремится к 100%. Полное (интегральное) сечение быстро уменьшается с ростом  $E_\gamma$ .

Полное эффективное сечение комптоновского рассеяния  $\sigma = \sigma_s + \sigma_g$ , где  $\sigma_s$  — сечение, определяющее энергию, передаваемую рассеянным  $\gamma$ -квантом, а  $\sigma_g$  — сечение «истинного поглощения», т. е. сечение для энергии, передаваемой электрону (рис. 2).

**Образование пар.** Если  $E_\gamma > 2 \text{ мс}^2$ , то в веществе возможно образование пары электрон — позитрон (см. *Пар образование*).

Сечение образования пар на ядре  $\kappa$  растет с  $E_\gamma$  и в случае отсутствия электронных оболочек (отсутствия экранирования) возрастает беспредельно, если  $E_\gamma \rightarrow \infty$ . В реальных условиях вследствие экранирования сечение образования пар на ядрах стремится к конечному пределу. С ростом  $Z$  сечение растет, как  $\sim Z^2$ .

Интегральное сечение образования пар, найденное численным интегрированием выражения для дифференциального сечения [3], приведено на рис. 3. Аналитич. выражение для полного сечения образования пар на ядре  $\kappa$  может быть получено только в пределе  $E_\gamma \gg \text{мс}^2$ .

**Образование пар на электронах** имеет место для  $E_\gamma > 4 \text{ мс}^2$ . Сечение процесса  $\kappa_e \ll \kappa$ . Для электронов атома  $Z\kappa_e \approx 0,7 \kappa/Z$ .

**Когерентное (рэлеевское) рассеяние** — рассеяние без изменения длины волны. Амплитуды рассеянных волн от всех электронов атома складываются когерентно. Рэлеевское рассеяние больше для элементов с большим  $Z$ . При рассеянии  $\gamma$ -лучей средних энергий роль его мала. При очень малых энергиях и малых углах рассеяния оно может быть преобладающим.

**Взаимодействие  $\gamma$ -лучей с атомными ядрами.** Сечение для ядерных взаимодействий  $\gamma$ -лучей обычно на неск. порядков меньше взаимодействия с электронами. Основные виды взаимодействия  $\gamma$ -лучей с ядрами:

Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -лучей на ядрах. Энергия рассеянного кванта определяется законами упругого удара. Для  $E_\gamma \ll \text{Мс}^2 \approx 940 \text{ Мэв}$  сечение процесса близко к сечению томсоновского рассеяния на протоне  $\sigma_p = (\frac{8}{3})\pi (e^2/\text{Мс}^2) = 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ , что в  $(M/m)^2 = 1836^2 \approx 3,4 \cdot 10^6$  раз меньше томсоновского рассеяния на электроне ( $M$  — масса протона,  $m$  — масса электрона). Сечение комптоновского рассеяния на ядре в  $Z$  раз больше, чем на

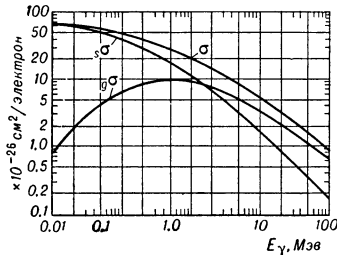


Рис. 2.  $\sigma$  — эффективное сечение комптоновского рассеяния,  $\sigma_s$  — эффективное сечение для энергии рассеянного кванта,  $\sigma_g$  — эффективное сечение для энергии, передаваемой электрону. Сечения даны в единицах  $10^{-28} \text{ см}^2/\text{элемент}$ .

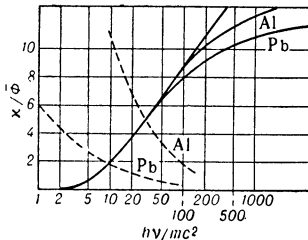


Рис. 3. Эффективное сечение для образования пар  $\kappa$  на ядрах в единицах  $Z^2 r_0^2 / 137$  (сплошные линии). Линия без индекса — сечение без учета экранирования (по Бете и Гайтлеру). Пунктир — эффективное сечение комптоновского рассеяния на атом (в тех же единицах).

протоне. Из-за малости отношения  $E_\gamma/\text{Мс}^2$  изменение  $E_\gamma$  при комптоновском рассеянии мало. Т. к. протон не описывается ур-нием Дирака, то к комптоновскому рассеянию на протоне неприменима  $\phi$ -ла Клейна — Нишина. Сечение этого эффекта зависит от структуры протона.

**Когерентное рассеяние  $\gamma$ -лучей на ядре.** Если длина волны  $\gamma$ -излучения много больше размеров ядра, то сечение когерентного рассеяния на всех протонах ядра совпадает с сечением томсоновского рассеяния на ядре, как на одиночной свободной частице  $\sigma_{\text{я}} = (\frac{8}{3})\pi [(Ze)^2/\text{Мс}^2]^2 (M — масса ядра)$ . Для свинца  $\sigma_{\text{я}} \approx 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ . С увеличением энергии доля когерентного рассеяния вследствие интерференции падает, и при  $E_\gamma \geq 20 \text{ кэв}$  комптоновское рассеяние на нуклонах ядра становится преобладающим.

**Потенциальное рассеяние  $\gamma$ -лучей** — рассеяние  $\gamma$ -кванта без изменения длины волны на электростатич. поле ядра (дельбрюксовское рассеяние) — представляет интерес как один из многих нелинейных эффектов электродинамики. Сечение процесса  $\sim 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ядро}$  для тяжелых ядер. Эффект трудно заметить на фоне значительно более интенсивного рэлеевского рассеяния на атоме.

**Резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей на ядрах** имеет место, если энергия поглощаемого излучения соответствует энергии к.-л. возбужденного уровня с точностью до естеств. ширины этого уровня  $\Gamma$  (см. *Мессбауэра эффект, Резонансное рассеяние гамма-лучей*).

**Фоторасщепление ядер.** Если энергия  $\gamma$ -кванта больше энергии связи нуклона в ядре ( $7-8 \text{ Мэв}$ ), то в результате поглощения  $\gamma$ -кванта из ядра может быть выброшен протон или нейтрон. При достаточно большой  $E_\gamma$  может произойти выброс дейтрона,  $\alpha$ -частицы или же развал возбужденного ядра на осколки.

**Фоторождение мезонов** происходит, если энергия  $\gamma$ -лучей превосходит энергию покоя рождающихся частиц. При  $150 \text{ Мэв} \leq E_\gamma \leq 300 \text{ Мэв}$  в результате взаимодействия  $\gamma$ -лучей с нуклонами рождаются  $\pi$ -мезоны ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ). Сечение фоторождения  $\pi$ -мезона на нуклоне при  $E_\gamma \sim 300 \text{ Мэв}$  равно  $\sim 10^{-28} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ .

Подробные обзоры процессов взаимодействия  $\gamma$ -лучей с веществом см. в [3-9].

**Суммарный коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей.** С большой точностью можно положить:  $\mu = \tau + \sigma + \kappa$  ( $\tau$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa$  — соответственно коэфф. поглощения для фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар); остальные процессы, перечисленные выше, вносят незначит. вклад в ослабление  $\gamma$ -лучей. Т. к. каждое слагаемое различным образом зависит от энергии  $\gamma$ -лучей и от вещества поглотителя, то относит. вклад каждого из трех эффектов при разных условиях весьма различен (табл. 1).

Табл. 1. — Явления, преобладающие при поглощении  $\gamma$ -лучей различной энергии.

Элемент	Фотоэффект	Эффект Комптона	Образование пар
Pb . . . . .	до 500 кэв	500 кэв — 5 Мэв	> 5 Мэв
Fe . . . . .	до 120 кэв	120 кэв — 9,5 Мэв	> 9,5 Мэв
Al . . . . .	до 50 кэв	50 кэв — 15 Мэв	> 15 Мэв
Воздух . . . . .	до 20 кэв	20 кэв — 23 Мэв	> 23 Мэв

При малых  $E_\gamma$  поглощение быстро уменьшается при увеличении  $E_\gamma$ , т. к. уменьшается вероятность фотоэффекта. При больших энергиях поглощение вновь увеличивается вследствие образования пар,  $\kappa$ -рое с ростом энергии становится преобладающим. На

рис. 4 показана зависимость  $\mu_l$  от энергии в различных элементах. Там же показан вклад от фотоэлектрич. поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар для Pb. Вблизи той области, где наиболее существен эффект Комптона, сечение поглощения

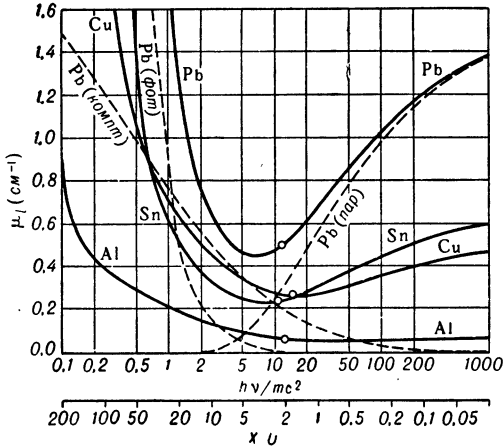


Рис. 4. Линейный коэффициент поглощения  $\mu_l$  для  $\gamma$ -лучей в Pb, Sn, Cu и Al как ф-ция энергии  $\gamma$ -лучей. Кружки — экспериментальные данные.

достигает минимума. Удобно иногда ввести слой половинного ослабления:  $x_{1/2} = 0,693/\mu$  (рис. 2 в ст. *Гамма-лучи*). Сечение для эффекта Комптона прил. пропорционально плотности вещества, и поэтому в области энергий, где преобладает комптоновское рассеяние, массовый коэффициент ослабления для всех веществ примерно одинаков (область 0,7—3  $\text{МэВ}$  на указанном рис.). Скачки поглощения при энергиях  $< 0,1 \text{ МэВ}$  на этом рис. соответствуют достижению энергии  $\gamma$ -лучей значения энергии связи на  $K$ -оболочке соответствующего атома, что приводит к резкому возрастанию вероятности фотоэффекта. Если не учитывать вторичное  $\gamma$ -излучение при фотоэффекте и образовании пар, считая, что его интенсивность невелика, а энергия  $\ll$  энергии первичного излучения, то полный линейный коэфф. поглощения энергии (коэфф. «истинного поглощения»)

$$g\mu_l = n_0(\tau_a + Z_g\sigma + \kappa_a),$$

где  $n_0$  — число атомов в единице объема,  $g\sigma$  — эффективное сечение для энергии, передаваемой электронам при комптоновском рассеянии на электроне. Значения  $g\mu_l$  в воздухе при нормальных условиях приведены в табл. 2.

Таблица 2.

$E_\gamma$ (МэВ)	$g\mu_l \cdot 10^2$ ( $\text{м}^{-1}$ )	$E_\gamma$ (МэВ)	$g\mu_l \cdot 10^2$ ( $\text{м}^{-1}$ )
0,03	1,79	1,0	0,356
0,10	0,299	3,0	0,271
0,3	0,371	10,0	0,200

$\mu$ , в отличие от  $g\mu$ , наз. также коэфф. ослабления  $\gamma$ -лучей.

**Измерение поглощения  $\gamma$ -лучей.** Ф-ла (1) справедлива только в том случае, если детектор не регистрирует  $\gamma$ -лучи, претерпевшие комптоновское рассеяние. Для этого источник  $\gamma$ -лучей и детектор должны находиться друг от друга и от поглотителя на расстояниях, много больших поперечных размеров поглотителя, или же детектор должен регистрировать только  $\gamma$ -лучи, не испытавшие потери энергии в веществе. Если это условие выполнено, то, измеряя эффект, регистрируемый детектором при наличии и

отсутствии поглотителя, непосредственно по ф-ле (1), определяют полный коэфф. поглощения  $\mu$ , а отсюда и  $E_\gamma$ . Чтобы установить, по какую сторону минимума лежит энергия излучения, достаточно произвести измерения с поглотителями из двух различных веществ. Если из измеренного сечения вычтеть сечение комптоновского рассеяния, найденное по ф-ле Клейна — Нишина, то остаток равен сечению фотоэффекта при малых энергиях или сечению образования пар при больших энергиях. Таблицы коэфф. поглощения  $\gamma$ -лучей, составленные на основе теоретич. и экспериментальных данных, помещены в [5, 8, 9].

**Распространение  $\gamma$ -лучей в веществе с учетом многократного рассеяния.** На законах П. г.-л. ч. в. основана физика *защиты от ионизирующих излучений*. В практич. случаях редко выполняются те жесткие требования к геометрии источника, поглотителя и детектора, указанные выше, к-рые необходимы для применения ф-лы (1). Если размеры поглотителя сравнимы с расстоянием от него до источника и детектора, то ф-ла (1) не применима. Задача о распространении  $\gamma$ -лучей в веществе с учетом многократного рассеяния сводится к решению кинетич. ур-ния для ф-ции распределения  $\gamma$ -квантов (ур-ния переноса). Аналитич. решение интегро-дифференциального уравнения переноса возможно лишь при упрощающих предположениях.

Теория диффузии  $\gamma$ -квантов малой энергии аналогична теории диффузии нейтронов. С ее помощью получено, напр., что среднее время жизни в веществе  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \sim 100 \text{ кэВ}$  равно  $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$  и среднеквадратичное смещение кванта  $\sqrt{\bar{R}^2}$  в среде за время его жизни равно 190  $\text{м}$ .

Ряд результатов получен решением кинетич. ур-ния на электронных счетных машинах. В частности, методом Монте-Карло найден коэфф. отражения  $\gamma$ -лучей от разных сред (альbedo) и фактор накопления энергии: отношение энергии, полученной детектором от всех квантов, к энергии, получаемой от первичных, не претерпевших рассеяния, квантов. Напр., за водяным барьером толщиной в 25  $\text{см}$  при энергии  $\gamma$ -лучей 0,66  $\text{МэВ}$  75% энергии приносят рассеянные  $\gamma$ -кванты. Теория П. г.-л. ч. в. с учетом многократного рассеяния изложена в [7, 8].

При больших энергиях П. г.-л. ч. в. сопровождается образованием электронов и позитронов, к-рые, торозясь в веществе, образуют  $\gamma$ -кванты высокой энергии; последние, в свою очередь, образуют пары и т. д. (см. *Ливни электронно-фотонные*). Этот каскадный процесс хорошо изучен в *космических лучах*.

О взаимодействии  $\gamma$ -лучей с веществом см. также *Поляризация гамма-лучей и Излучения действие на вещество*.

**Лит.**: 1) Горшков В. Г., Михайлов А. И., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 3, с. 981; 1963, т. 44, вып. 6, с. 2142; 2) Pratt R. H., Proceedings of the Conference on the role of atomic electron in nuclear transformations, Warszawa, 1963; 3) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 4) Ахизер А. Н., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. V; 5) Дейвиссон Ш. М., в кн.: Бета-и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959; 6) Бете Г. А., Ашкин Ю., в кн.: Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 1, М., 1955; 7) Фано У., Спенсер Л., Бергер М., Перенос гамма-излучения, пер. с англ., М., 1963; 8) Лейпунский О. И., Новожиллов В. В., Сахаров В. Н., Распространение гамма-квантов в веществе, М., 1960; 9) Вапстра А. Х., Нийх Г. И., Ван Липштут Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960.

М. А. Листенартен, О. Е. Крафт.

**ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО.** Двигающиеся с большими скоростями заряженные частицы (электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы, мезоны и др.) при прохождении через вещество теряют энергию, сталкиваясь с молекулами и

атомами среды. При скоростях  $> 10^8$  см/сек заряженные частицы теряют энергию в основном за счет неупругих столкновений, сопровождающихся возбуждением и ионизацией атомов и молекул среды; в этих столкновениях энергия теряется малыми порциями ( $\sim 10$  эв). Легкие частицы (в основном электроны и позитроны), сталкиваясь с ядрами атомов, могут испытывать резкое торможение в электр. поле ядра, сопровождающееся испусканием фотона. При энергиях  $>$  нек-рой величины  $T_{кр}$  (для Pb — 6,9 Мэв, Cu — 21,5 Мэв, C — 103 Мэв), наз. критич. энергией, радиац. потери электронов начинают превышать ионизац. потери. При движении через среду с показателем преломления  $n > 1$  заряженные частицы со скоростями  $v > c/n$  теряют еще энергию на излучение Черенкова.

Для протонов, мезонов и гиперонов с большими энергиями существенную роль играют столкновения с ядрами атомов, приводящие к возбуждению и расщеплению ядер, а также рождению новых частиц ( $\pi$ - и K-мезонов, гиперонов); в таких столкновениях частицы теряют сразу большую часть своей энергии.

**Ионизационные потери тяжелых частиц.** Потери энергии заряженных частиц, обусловленные их взаимодействием с электронными оболочками атомов тормозящей среды, принято называть ионизац. потерями. Теоретич. вычисление величины потерь кинетич. энергии  $T$  на см пути в среде для более тяжелых, чем электрон, частиц приводит к ф-ле Бете-Блоха:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta - U \right]. \quad (1)$$

Здесь  $m_e$  — масса электрона,  $e$  — элементарный заряд,  $n$  — число электронов в 1 см<sup>2</sup> вещества,  $z$  — заряд частицы,  $\beta = v/c$  — ее скорость (в ед. скорости света  $c$ ),  $I$  — средний потенциал ионизации атомов среды,  $W_{max}$  — макс. энергия, передаваемая частицей атомным электронам.  $\delta$  и  $U$  — поправочные члены, учитывающие снижение ионизац. потерь за счет поляризации среды (при релятивистских скоростях в плотных средах) и за счет влияния связи атомных электронов на K- и L-оболочках (при очень малых скоростях частиц).

Ф-ла (1) показывает, что в области малых энергий ( $\beta < 1$ ) средние ионизац. потери прил. пропорциональны  $1/\beta^2$ , т. е. выражение в квадратных скобках здесь меняется медленно. В области очень малых  $\beta$  начинает резко расти  $U$ , ионизац. потери достигают нек-рой макс. величины и при дальнейшем уменьшении скорости падают (см. ниже, рис. 3). При увеличении энергии  $T$ , когда  $\beta$  приближается к 1, множитель перед квадратной скобкой перестает изменяться и зависимость потерь энергии от скорости частицы определяется в основном логарифмич. членом и  $\delta$ . При увеличении энергии частиц логарифмич. член возрастает как за счет множителя  $\frac{1}{(1 - \beta^2)}$ , учитывающего расширение сферы далеких столкновений вследствие релятивистского сплюсывания электр. поля движущейся частицы, так и за счет увеличения потерь в близких столкновениях (возрастание  $W_{max}$ ). Однако в плотных средах эффективный радиус сферы далеких столкновений уменьшается за счет поляризации прилегающих к траектории молекул (эффект плотности), учитываемой членом  $\delta$ . При предельно релятивистских скоростях крутизна роста удельных ионизац. потерь вследствие влияния  $\delta$  уменьшается в 3 раза.

Из ф-лы (1) видно, что ионизац. потери могут зависеть от массы  $M$  тормозящей частицы только через

$$W_{max} = \frac{\epsilon^2 - (Mc^2)^2}{Mc^2 [M/2m_e + m_e/2M + \epsilon/Mc^2]},$$

где  $\epsilon$  — полная энергия частицы. В области не очень

высоких энергий для тяжелых частиц [ $(M/2m_e) \gg 1$ ], когда  $\epsilon/(Mc^2) \ll M/(2m_e)$  [т. е.  $\epsilon \ll (M^2/2m_e)c^2$ ],  $W_{max} \approx 2m_e c^2 \beta / (1 - \beta^2)$ . Следовательно, в области энергий, ограниченной сверху указанным неравенством, ионизац. потери зависят только от  $\beta$  и практически не зависят от массы частицы. Это позволяет построить пригодный для частиц различных масс (мезонов и барионов) график зависимости ионизац. потерь от к.л.

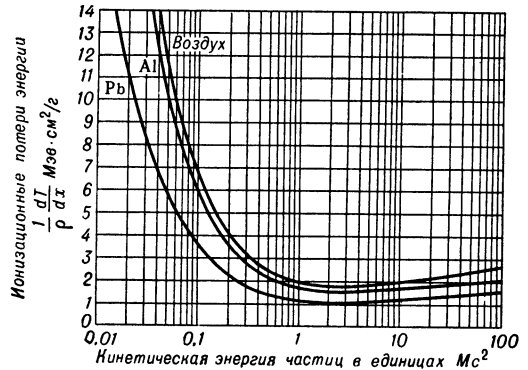


Рис. 1.

кинематич. характеристики движущейся частицы, определяющейся только величиной  $\beta$  (напр.,  $\tau = T/Mc^2 = 1/(\sqrt{1 - \beta^2}) - 1$  или  $\eta = p/Mc = \beta/\sqrt{1 - \beta^2}$ ). На рис. 1 приведен график зависимости удельных потерь энергии (в воздухе, Al и Pb) на  $z$  вещества (в Мэв · см<sup>2</sup>/г) от  $\tau = T/Mc^2$  для тяжелых заряженных частиц.

Уменьшение ионизац. потерь в средах, состоящих из элементов с большим атомным номером  $Z$ , связано с увеличением ионизац. потенциала  $I$  в логарифмич. члене формулы (приближенно:  $I \approx kZ$ ). Для частиц с зарядом  $z$  ионизац. потери при одинаковых значениях  $\tau$  будут в  $z^2$  раз больше. Для иллюстрации влияния  $\delta$  на рис. 2 приведен график зависимости удельных ионизац. потерь в H от кинетич. энергии  $\mu$ -мезонов. На рис. 3 приведен график зависимости удельных ионизац. потерь в воздухе для протонов в области самых малых энергий, где уже проявляется влияние члена  $U$  в ф-ле (1).

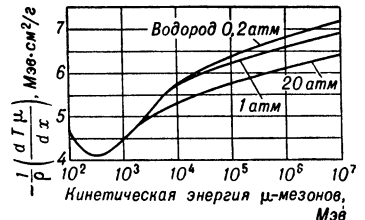


Рис. 2.

**Потери энергии на черенковское излучение.** Ф-ла (1) учитывает также потери энергии на черенковское излучение, проявляющееся в релятивистской области и в большинстве случаев составляющее малую долю от общих потерь; величина этих потерь дается ф-лой Франка и Тамма:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_ч = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) \nu d\nu, \quad (2)$$

где  $\nu$  — частота излучения,  $n(\nu)$  — показатель преломления среды, а интегрирование производится по области значений  $\nu$ , для к-рых  $\beta \cdot n(\nu) > 1$ . Заметный вклад в величину интеграла вносят лишь частоты  $\nu$ ,

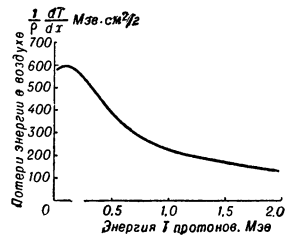


Рис. 3.

лежащие ниже первой границы поглощения. В основном это область видимого света и ближайшего ультрафиолета. В плотных средах  $-(dT/dx)_\gamma$  составляет  $\sim 10^{-3} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ , т. е. примерно в 1000 раз меньше полных потерь энергии частиц. В газах с большим и средним  $Z$  эти потери уже составляют  $\sim 10^{-2} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ , а для Н и Не  $\sim 0,1 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ .

**Ионизационные потери электронов.** Для электронов ф-ла ионизац. потерь несколько усложняется из-за различия в эффективных сечениях близких столкновений электронов и тяжелых частиц, различия в величине, передаваемой при столкновении двух электронов энергии  $W_{\text{max}}$ , равной в этом случае половине кинетич. энергии  $T_e$  электрона, а также из-за уменьшения приведенной массы системы.

Различие в величине удельных ионизац. потерь для электронов и тяжелых частиц в области релятивистских энергий невелико. Напр., в области минимума ионизации потери в С для протонов составляют  $1,78 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ , для электронов —  $1,62 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$  и для позитронов —  $1,58 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ , т. е. на 10% меньше. В области более высоких энергий это различие несколько увеличивается: при  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 100$  для протонов ( $T_p \simeq 100\,000 \text{ Мэв}$ ) —  $2,25 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ , для электронов и позитронов ( $T_e \simeq 50 \text{ Мэв}$ ) 1,90 и  $1,85 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$  — на  $\sim 20\%$  меньше.

**Потери электронов на тормозное излучение** (радиационные потери). Т. к. ускорение заряженной частицы в кулоновском поле ядер среды обратно пропорционально массе частицы  $M$ , а количество излучаемой при этом энергии пропорционально квадрату ускорения (т. е.  $\sim 1/M^2$ ), то для тяжелых частиц потери на тормозное излучение ничтожно малы даже в веществах с большим  $Z$ . Для электронов в области высоких энергий потери на тормозное излучение вследствие малости  $m_e$  значительно превышают ионизац. потери и являются основными. При уменьшении энергии электронов потери на тормозное излучение убывают прил. пропорционально  $T_e$ , тогда как ионизац. потери слабо изменяются. При нек-рой критич. энергии  $T_{\text{кр}}$  радиац. и ионизац. потери становятся одинаковыми, а при энергиях  $T_e < T_{\text{кр}}$  ионизац. потери начинают преобладать над радиационными.

Эффективное сечение тормозного излучения существенно зависит от степени экранирования электр. поля ядер атомными электронами, зависящей от соотношения между параметром столкновения  $\epsilon$  и радиусом атома  $a \sim a_H Z^{-1/3}$  ( $a_H$  — боровский радиус). Если  $b/a \ll 1$  — экранирование не существенно и, наоборот, при  $b/a \gg 1$  имеет место полное экранирование.

Потери энергии электронов на тормозное излучение определяются соотношением:  $-(dT_e/dx)_{\text{рад}} = NT_e \Phi_{\text{рад}}$ , где  $T_e$  — начальная кинетич. энергия электрона,  $N$  — число атомов в  $\text{см}^3$ .

$\Phi_{\text{рад}} = 5,79 \cdot 10^{-28} Z(Z+1) [4 \ln(2T_e/m_e c^2) - 4/3] \text{ см}^2$   
 для энергий  $m_e c^2 \ll T_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ , когда экранированием можно пренебречь; для случая полного экранирования, когда  $T_e \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ ,

$\Phi_{\text{рад}} = 5,79 \cdot 10^{-28} Z(Z+\zeta) [4 \ln(183Z^{-1/3}) + 2/9] \text{ см}^2$ ,

где  $\zeta = 1,2-1,4$  — поправка на излучение в поле атомных электронов. Расстояние  $X_0$ , на к-ром энергия электрона вследствие потерь на тормозное излучение уменьшается в  $e$  раз, наз. радиационной длиной. Значения критич. энергии и радиац. длины для нек-рых веществ приведены в табл.

Вещество	$T_{\text{кр}} \text{ Мэв}$	$X_0 \text{ г см}^2$	Вещество	$T_{\text{кр}} \text{ Мэв}$	$X_0 \text{ г см}^2$
Н . . . . .	340	58	Al . . . . .	47	23,9
He . . . . .	220	85	Fe . . . . .	24	13,8
С . . . . .	103	42,5	Сu . . . . .	21,5	12,8
Воздух . . . . .	83	36,5	Pb . . . . .	6,9	5,8

**Флуктуации ионизационных потерь.** Ионизац. потери в тонких поглотителях подвержены значительным флуктуациям благодаря статистич. природе процессов, вызывающих эти потери. Закон распределения ионизац. потерь для тяжелых частиц впервые был найден Л. Д. Ландау. Это распределение несимметрично: оно имеет более пологий спад в сторону больших (от максимума) энергий из-за сравнительно редких столкновений, сопровождающихся большой передачей энергии с рассеянием на большие углы. Полная ширина распределения Ландау на половине высоты составляет  $\sim 20\%$  наиболее вероятной потери

$$\epsilon_{\text{вер}} = \frac{2\pi m_e^2 z^2 t}{M c^2 \beta^2 \rho} \left[ \ln \frac{2M c^2 \beta^2 (2\pi m_e^2 z^2 t / M c^2 \beta^2 \rho)}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 + 0,37 - \delta - U \right],$$

где  $t$  — толщина поглотителя в  $\text{г/см}^2$ .

Для электронов флуктуации потерь энергии в слое поглотителя при энергиях выше  $T_{\text{кр}}$  существенно превышают флуктуации для тяжелых частиц, т. к. закон распределения вероятностей для потерь энергии на тормозное излучение представляется функцией, лишь незначительно спадающей при увеличении энергии потерь, вплоть до  $T_e$ .

**Соотношение между пробегом и энергией для тяжелых частиц.** Средний пробег  $R$  частиц с кинетич. энергией  $T_1$  определяется по ф-ле

$$R(T_1) = \int_0^{T_1} \left[ -\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right]^{-1} dT \text{ г/см}^2.$$

На рис. 4 приведен график  $R(T_1)$  для протонов. Пробег частиц с массой  $M_i$ , отличающейся от массы про-

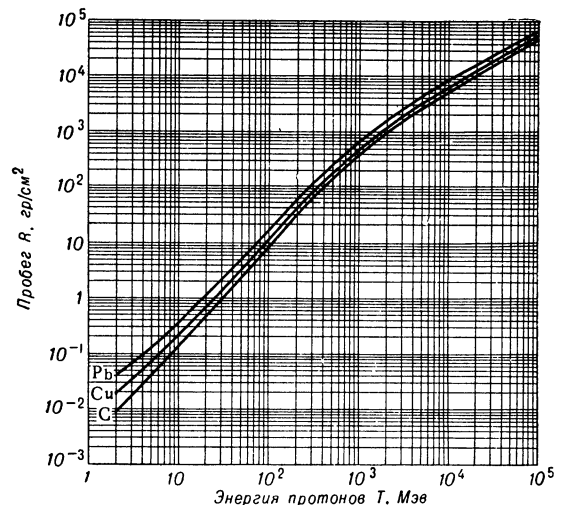


Рис. 4.

тона  $M_p$ , и с зарядом  $z_i$  может быть найден по этому же графику с использованием соотношения:  $R_i(T_i) = \frac{1}{z_i^2} \frac{M_i}{M_p} R_p(T_p)$ , где  $T_p = (M_p/M_i) T_i$ . Однако, при таком пересчете не учитывается изменение  $W_{\text{max}}$ , что приводит к небольшой погрешности, уменьшающейся

с ростом  $T_i$ . Величины  $R(T_1)$  на рис. 4 вычислены при значениях потенциала ионизации  $I$ , равных 78 эв для  $C$ , 323 эв для  $Si$  и 826 эв для  $Pb$ .

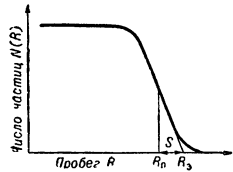


Рис. 5.

**Разброс пробегов** (с т р а г л и н г). Т. к. потери энергии на всем пути частицы подвержены значительным флуктуациям, полная длина пробега отдельных частиц моноэнергетич. пучка оказывается не одинаковой. При измерении пробега тяжелых частиц путем постепенного увеличения толщины поглотителя наблюдается картина, представленная на рис. 5. Распределение длин пробегов можно аппроксимировать функцией

$$p(R) dR = (2\pi)^{-1/2} \sigma^{-1} \exp \left[ - (R - R_0)^2 / 2\sigma^2 \right] dR,$$

где  $\sigma^2 \equiv \int p(R)(R - R_0)^2 dR$  и  $R_0$  — средний пробег. В точке, соответствующей среднему пробегу  $R_0$ , интенсивность пучка ослабляется в 2 раза. Построив касательную в точке  $R = R_0$  и продолжив ее до пересечения с осью абсцисс, можно найти т. н. экстраполированный пробег  $R_s$  (рис. 5). Величину  $S = R_s - R_0$  наз. параметром разброса. На рис. 6 представлена зависимость относительного

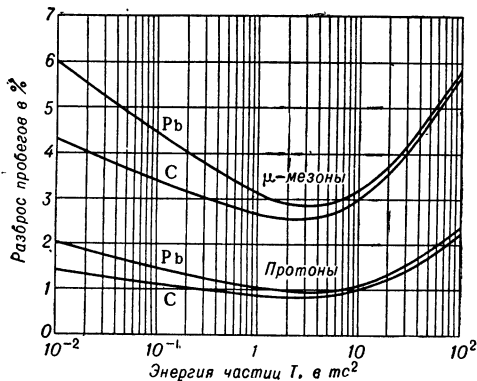


Рис. 6.

разброса пробегов  $\xi = \sigma/R$  в  $C$  и  $Pb$  от энергии частиц (для протонов и  $\mu$ -мезонов). Для частиц с различными массами  $M_1$  и  $M_2$  при условии, что  $T_1/M_1 = T_2/M_2$  относительные разбросы пробегов связываются соотношением  $\xi_1/\xi_2 = \sqrt{M_2/M_1}$ .

**Пробег электронов.** При прохождении через толщу вещества электроны (и позитроны) рассеиваются на большие углы (до  $180^\circ$ ). Поэтому интенсивность пучка моноэнергетич. электронов начинает заметно падать даже при сравнительно малых толщинах поглотителя; вид кривых поглощения приведен на рис. 7. Для электронов высокой энергии ( $T_e \gg T_{кр}$ ) на начальном участке кривой поглощения наблюдается увеличение интенсивности потока за счет лавинообразования (переходный эффект), после чего интенсивность спадает приблизительно так же, как и для электронов малой энергии. Так как спад интенсивности пучка электронов при увеличении толщины

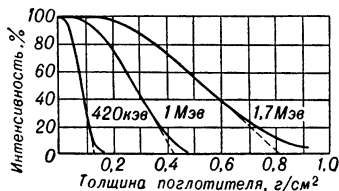


Рис. 7.

поглотителя в основном обусловлен рассеянием частиц на большие углы, за величину пробега электронов обычно принимается не средний, а экстраполированный пробег. На рис. 8 приведен график зависимости экстраполированного пробега электронов в  $Al$  от их энергии  $T_e$ .

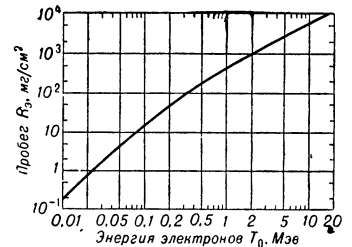


Рис. 8.

**Множественное рассеяние заряженных частиц.** Проходя через слой вещества, заряженные частицы испытывают большое число рассеяний на малые углы и выходят из слоя, отклонившись от первоначального направления на нек-рый угол  $\theta$ . Углы  $\theta$  являются величинами случайными, в первом приближении подчиняющимися распределению  $p(\theta) d\theta = \frac{2\theta}{(\theta^2)} \exp \left[ - \frac{\theta^2}{(\theta^2)} \right] d\theta$ , где

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{0,157Z(Z+1)z^2t}{A(pv)^2} \ln [1,13 \cdot 10^4 Z^{1/3} z^2 A^{-1} \beta^{-2} t],$$

а  $t$  — толщина слоя вещества в радиац. единицах. Для приближенной оценки  $\langle \theta^2 \rangle$  часто пользуются ф-лой  $\langle \theta^2 \rangle = z^2(E_s/pv)^2 t$ ;  $E_s = 21,2$  Мэв. Эта ф-ла дает завышение величины  $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ , поэтому при применении ее для оценки импульса частиц под углами многократного рассеяния вместо постоянной  $E_s$  пользуются ф-цией  $K(t, \beta)$ , относительно медленно меняющейся при изменении  $t$  и  $\beta$ . Более точная теория многократного рассеяния была разработана Мальером и др. [1, 2, 3].

Лит.: 1) Бете Г. А., Ашкин Ю., Прохождение излучения через вещество, в кн.: Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 1, М., 1955; 2) Штернхеймер Р., Взаимодействие излучения с веществом, в сб.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц, пер. с англ., под ред. Л. А. Арцимовича, М., 1963; 3) High energy and nuclear physics data handbook, ed. W. Galbraith, W. S. C. Williams, Chilton, 1963 (Publ. Rutherford high energy laboratory).  
М. С. Козодаев.

**ПРОЧНОСТЬ твердых тел** — сопротивление разрыву тела на 2 или неск. частей. Разрыв, или разрушение тела, — сложный процесс; его ход зависит от темп-ры  $T$ , скорости приложения нагрузки, характера напряженного состояния и внутр. структуры тела, в частности от распределения ослабленных мест и внутр. напряжений.

Теоретич. расчет  $\Pi$  на разрыв  $\sigma_p$  (напряжение, при к-ром наступает разрыв) для реальных тел представляет большие трудности. Значение  $\sigma_p$  при одновременном разрыве всех межатомных связей на поверхности разрыва оценивается в  $0,1E$ , где  $E$  — модуль Юнга. Обычно экспериментальные значения  $\Pi$  на неск. порядков ниже теоретических и лишь для высокопрочных тел приближаются к ним (см. табл. 1 и табл. в ст. Пластичность).

Причина низкой  $\Pi$  обычных тел — неравномерное распределение внутр. напряжений, вследствие чего межатомные связи оказываются нагруженными в неодинаковой степени, а также наличие слабых мест в атомной структуре тел. При наличии одноименных внешних и внутр. напряжений возникают локальные перенапряжения, к-рые могут достигать теоретич.  $\Pi$ , приводя к разрыву межатомных связей. В слабых местах структуры под действием больших локальных напряжений разрыв межатомных связей происходит легче всего и в результате зарождаются разрывы сплошности тела. Вследствие роста и слияния разрывов сплошности образуется макроскопич. трещина, распространение к-рой приводит к разрушению тела.



К решению проблемы П. наметились 2 подхода, к-рые условно наз. механическим и кинетическим.

Табл. 1. — Прочность на разрыв  $\sigma_p$  и модуль Юнга  $E$  некоторых материалов.

Материал	$\sigma_p$ (кг/мм <sup>2</sup> )	$E$ (кг/мм <sup>2</sup> )
Алюминий (отожженный поликристалл)	9,2	6 000
Цинк катаный	13	8 400
Медь (отожженный поликристалл)	23	12 000
Медь, пленка, напыленная в вакууме (усы)	80	
Железо (отожженный поликристалл) (усы)	340	21 000
» (усы)	29	
» (усы)	до 1000	
Сталь (термомеханич. обработка)	250	21 000
Стекло листовое полированное	3—5*	7 000
» упрочненное возд. закалкой	15—30*	7 000
Кварцевые нити	500	7 000
Вискозная нить неориентированная	25	1 200
» » ориентированная	81	1 200

\* П. на изгиб.

Согласно механической концепции, разрыв на части рассматривается как результат потери устойчивости твердого тела, находящегося в поле внешних и внутр. напряжений. Считается, что для каждого материала имеется определенное пороговое напряжение, при достижении к-рого тело теряет устойчивость и разрушается. Ниже порога тело устойчиво и может сохраняться под нагрузкой неразрывным сколь угодно долго. Это пороговое предельное напряжение принимается за меру П. тела. П. на разрыв определяется величиной разрывного напряжения  $\sigma_p$ , а теоретич. задача о П. сводится к отысканию критерия устойчивости.

В кинетической концепции основное внимание сосредоточивают на процессе развития разрушения. Разрыв тела рассматривается как конечный этап постепенного развития и накопления субмикроскопич. разрушений. Этот процесс развивается в напряженном теле под действием тепловых флуктуаций. Вводится понятие о долговечности под нагрузкой, т. е. о времени  $\tau$ , необходимом для развития процесса разрушения от момента нагружения тела до его разрыва. Выяснение природы процесса разрушения, установление зависимости долговечности или скорости развития этого процесса от темп-ры, величины нагрузки, вида напряженного состояния и др. факторов составляют экспериментальную и теоретич. основу физич. учения о П.

**Условия устойчивости и распространения трещин.** Согласно механич. концепции, условия устойчивости тела, находящегося под однородным растягивающим напряжением, могут быть найдены из следующих энергетич. соображений. Трещина площади  $L^2$  с поверхностной энергией  $a$  обладает энергией  $2aL^2$  и снижает упругую энергию тела на  $CL^3\sigma^2/2E$  за счет снятия напряжений в объеме порядка  $L^3$  ( $C$  — постоянная  $\sim 1$ ). Если приложенное напряжение

$$\sigma \geq \sigma_c = \sqrt{\frac{8aE}{3CL}}, \quad (1)$$

тело с трещиной потеряет устойчивость, трещина будет неограниченно расти (рис. 1). Чтобы объяснить ф-лой (1) наблюдаемую на опыте величину П. твердых тел, необходимо предположить, что в теле существуют заранее или возникают при нагружении устойчивые трещины размером от  $L \approx 10^{-5}$  до 1 см. Опыт показывает, что в ненагруженных материалах таких тре-

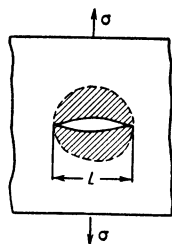


Рис. 1. Трещина Гриффита. Стрелки указывают направление растяжения. Заштрихованная область, в которой сняты напряжения.

щин обычно нет. Трещины с длиной меньше критической, определяемой из (1), в однородной упругой среде неустойчивы и самопроизвольно захлопываются. Возникновение и рост трещины при условии, когда внешнее напряжение  $\sigma < \sigma_c$ , возможны лишь за счет работы внутр. напряжений. Если распространение трещины сопровождается пластич. деформацией материала перед ее вершиной (что обычно имеет место на опыте), условие хрупкого разрушения (1) должно быть изменено включением в  $a$  работы пластич. деформации  $\alpha_p$ , к-рая, как правило, значительно превышает поверхностную энергию идеального кристалла (вязкое разрушение).

При распространении трещины происходит смещение материала в направлении нормали к ее поверхности. Вклад кинетич. энергии этого движения в баланс энергии расширяющейся трещины ограничивает скорость ее распространения  $v_c$  величиной  $v_c^{\max}$ , к-рая зависит от упругих свойств среды и составляет ок. 0,4 от скорости продольных звуковых волн  $v_l$ . Экспериментальные значения  $v_c$  в различных материалах близки с 0,31  $v_l$ . Учет зависимости эффективной поверхностной энергии  $a + \alpha_p$  от скорости  $v_c$  позволяет объяснить наблюдаемое на опыте скачкообразное движение вершины трещины.

Механич. теория, исходящая из условия (1), описывает конечную стадию разрушения, на к-рой основную роль играет внешнее напряжение, а тепловое движение может быть формально учтено темп-рой зависимостью поверхностной энергии  $a + \alpha_p$ . Закономерности предшествующих стадий, когда зарождение трещин и их подрастание до критич. размеров  $L_c$  определяется в основном не внешними, а внутр. напряжениями и темп-рой, значительно глубже связаны с кинетикой разрушения и требуют для своего объяснения иного подхода.

**Кинетика процесса разрушения.** Кинетич. теория разрушения твердых тел придает особое значение временной и темп-рой зависимости П.

Экспериментально установлено, что долговечность  $\tau$  тела, находящегося под растягивающей нагрузкой, величина разрывного напряжения  $\sigma$  и абс. темп-ра  $T$  связаны соотношением

$$\tau = \tau_0 \exp \left[ \frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT} \right], \quad (2)$$

в к-ром  $\tau_0$ ,  $U_0$  и  $\gamma$  — постоянные величины, определяемые физ.-хим. природой твердого тела и его структурой. При неизменной темп-ре закономерность (2) упрощается:

$$\tau = A e^{-\beta\sigma}, \quad (3)$$

где  $A = \tau_0 e^{U_0/kT}$ ,  $\beta = \gamma/kT$ . Эти соотношения проверены в опытах на металлах, галоидных соединениях, полимерах и в стеклах при большом изменении  $\tau$  (8—10 порядков) и значит. вариации  $T$  и  $\sigma$  (рис. 2). В полупрологич. координатах при фиксированной темп-ре изменение  $\tau$  от напряжения в соответствии с (3) изображается прямой. Для разных темп-р зависимость  $\lg \tau(\sigma)$  представляется веером прямых, сходящихся в полюсе.

Оказалось, что энергетич. барьер  $U_0$ , определяющий макс. П., вычисленный по данным долговечности

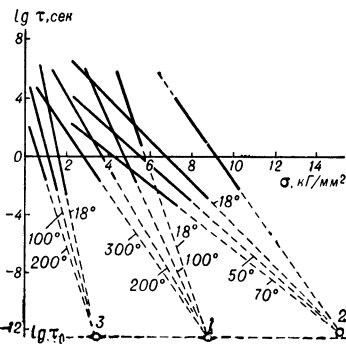


Рис. 2. Типичные кривые зависимости  $\lg \tau$  от  $\sigma$  при разных темп-рах ( $^{\circ}C$ ): 1 — алюминий; 2 — органич. стекло (полиметилметакрилат); 3 — хлористое серебро.

чистых металлов с использованием (2), совпадает с энергией связи атомов этих металлов (табл. 2); для полимеров константа  $U_0$  равна энергии разрыва атомов в полимерной цепи при термич. деструкции.

Т а б л и ц а 2.

Материал	Энергии (ккал/моль)		
	по эксперимент. данным по долговечности	энергия сублимации	энергия активации термич. деструкции
Алюминий поликристаллич.	54	55	—
> монокристалл . . .	51	55	—
Цинк поликристаллич. . .	25	27	—
Серебро > . . .	64	68	—
Никель > . . .	87	85	—
Платина > . . .	120	127	—
Полиметилметакрилат . . .	54	—	52—55
Капрон . . . . .	45	—	43,0
Поливинилхлорид . . . . .	35	—	32,0
Тефлон . . . . .	75	—	76—80,3

Константа  $\tau_0$  для всех исследованных твердых тел постоянна, независимо от природы тела и его П., и  $\approx 10^{-13}$ — $10^{-12}$  сек, т. е. близка к периоду тепловых колебаний атомов. Коэфф.  $\gamma$ , определяющий степень снижения исходного барьера  $U_0$  под действием разрывающего напряжения  $\sigma$ , является структурно чувствит. величиной, зависящей от наклепа и легирующих добавок (для металлов) и от ориентации, молекулярного веса, пластификации (для полимеров). Физ. смысл этого практически важного коэфф. еще недостаточно понят.

Факты, обнаруженные при изучении температурно-временной закономерности П., позволили сформулировать гипотезу о термоактивационном механизме разрушения твердых тел, согласно к-рой разрыв тела под нагрузкой есть результат временного процесса, развивающегося в материале под действием термич. флуктуаций и механич. напряжений. Длительность этого процесса от момента нагружения до разрыва тела на части определяется, согласно (1), величиной активационного барьера  $U = U_0 - \gamma\sigma$  и темп-рой. Чем сильнее растянуто тело, тем больше снижается барьер и меньше время требуется для разрыва. Закономерность (2) отрицает понятие о пределе П. Вопрос о том, какую нагрузку способно выдержать тело, т. е. какова его П., без указания времени, в течение к-рого оно должно сохраниться неразорванным, не имеет однозначного ответа. Это указывает, что термины «предел П.», «предельное разрывное напряжение» условны. Такие характеристики П. могут быть оправданы лишь как практически удобные, но они теряют смысл при суждении о физич. природе П. твердых тел.

**Зависимость П. от размеров тела.** Поскольку разрушение происходит при наличии в материале опасных при данном напряжении и темп-ре дефектов, П. тела зависит от его размеров и определяется (независимо от механизма разрушения) вероятностью найти в данном нагруженном объеме хотя бы один дефект. Если плотность статистически распределенных дефектов равна  $n$ , то вероятность того, что в объеме тела  $V$  нет ни одного дефекта, равна  $e^{-nV}$  и П.  $\sigma_p = \sigma_0 e^{-nV}$ , где  $\sigma_0$  — П. бездефектного тела. Если учесть, что дефекты неодинаковы, а обладают различной «степенью опасности», характеризующей  $f$ -цией распределения  $f(\sigma)$ , то при  $nV \ll 1$  для  $\sigma_p$  получается наблюдаемая на опыте (на нитевидных кристаллах — усах, стеклянных нитях) зависимость  $\sigma_p = \alpha + \beta/d$ , где  $\alpha, \beta$  — постоянные,  $d$  — диаметр цилиндрич. образца (масштабный эффект).

**Влияние структуры тел на П.** П. твердых тел является структурно-чувствит. свойством. Механизмы зарождения разрывов сплошности и механизмы распространения трещин в значит. мере зависят от атомной структуры тела.

**К р и с т а л л ы.** На примере кристаллов подробно исследовано влияние дефектов структуры на П. Первичными устойчивыми разрывами сплошности являются субмикроскопич. трещины, зарождающиеся и подрастающие при пластич. деформации. Геометрич. трещины с тупой (в атомном масштабе) вершиной (рис. 3) образуются вследствие конденсации вакансий,

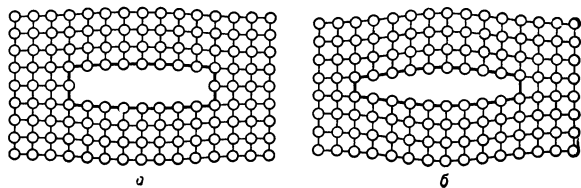


Рис. 3. Типы зародышевых трещин: а — геометрич. трещина; б — силовая трещина. За вычетом упругих смещений толщина трещины б равна нулю, а трещина а отлична от нуля.

порожденных, напр., ступеньками на движущихся винтовых дислокациях. Силовые трещины с острой вершиной возникают в участках с большими внутр. напряжениями, вызванными дислокациями. Существует много схем зарождения силовых трещин (рис. 4), наблюдаемых в различных условиях опыта.

Прочные кристаллич. материалы могут быть получены двумя способами: путем подавления зарождения трещин или путем создания препятствий для их распространения. Опыт показал, что практически до-

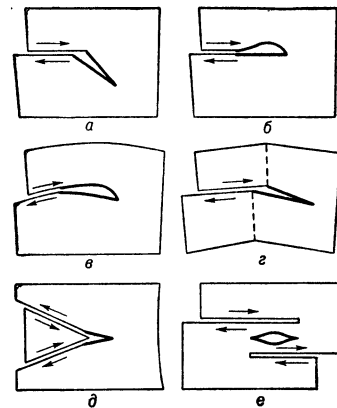


Рис. 4. Нек-рые схемы зарождения трещин: а — незавершенный сдвиг по Зинеру—Мотту; б — незавершенный сдвиг по Рожанскому и Гилману (раскалывание скоплений дислокаций); в — трещина по плоскости скольжения как результат сдвига в искривленной решетке; г — разрыв вертикальной стенки краевых дислокаций; д — пересечение плоскостей скольжения; е — трещина между скоплениями дислокаций противоположного знака.

ступны оба пути и наиболее прочные материалы могут быть получены двумя, казалось бы, противоположными способами. Один из них заключается в изготовлении бездефектных (бездислокационных) кристаллов, в частности нитевидных кристаллов (усов), где устранены источники внутр. напряжений, на к-рых могут зарождаться трещины. После образования зародыша трещина в бездефектном материале распространяется сравнительно беспрепятственно.

Другой путь увеличения П., наоборот, состоит в макс. искажении правильной структуры кристалла, что затрудняет распространение трещин (и пластич. деформации), но не образование зародышевых трещин, к-рые всегда имеются в таких материалах. Техника получения сверхпрочных металлов и сплавов использует пока только 2-й путь. Опыт показал, что по мере уменьшения размеров зерен  $d$  в поликристаллич. веществах их П.  $\sigma$  растет пропорционально  $d^{-1/2}$ ,

что следует из условия равенства теоретич.  $\Pi$ .  $\sigma_0$  и локального напряжения  $\pi\sigma$  в голове скопления из  $n$  дислокаций, собранных под действием внешнего напряжения  $\sigma$  с плоскости скольжения длины  $d$  и поджатых к непроницаемой для них границе зерна:

$$\sigma_0 = 2d\sigma^2/Gb$$

(где  $G$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргерса).  $\Pi$  растет также по мере увеличения разориентации блоков мозаики. Угол  $\varphi$  разориентации блоков, к-рый характеризует степень дефектности кристалла (расстояние между дислокациями, из к-рых состоит межблочная граница), оказывается тем больше, чем выше  $\Pi$ . [в ф-ле (2)  $\gamma \sim \varphi^{-1}$ ]. Введение примесей из сторонних атомов, нарушающих правильность исходной структуры кристалла (*легирование*), создание разупорядоченной структуры в сплавах (с выпадением мелкодисперсной фазы), сильное деформирование (*наклеп*), объединение этих приемов при термомеханич. обработке, радиационное *упрочнение* — вот те направления, к-рые применяются в технике для получения высокопрочных материалов. Все они основаны на одной общей идее — создании густой сети дефектов кристаллич. решетки. Сюда же относится создание субмикроструктур. материалов большой  $\Pi$ . путем вакуумного распыления и ионной бомбардировки (сверхпрочные пленки).

Одна из особенностей прочностных свойств монокристаллов — анизотропия. Она проявляется в ряде случаев в том, что разрушение происходит по нек-рым определенным кристаллографич. плоскостям — по плоскостям спайности, к-рые иногда являются и плоскостями скопления (явление отдельности). Разрушение кристаллов под действием нормального напряжения  $\sigma_n$  по плоскостям спайности подчиняется правилу, согласно к-рому внешнее напряжение  $\sigma$ , необходимое для разрыва образца, зависит от угла  $\varphi$  между направлением приложения нагрузки и плоскостью спайности след. образом:  $\sigma \sin^2 \varphi = \sigma_n = \text{const}$ . Когда разрушение обусловлено внутр. напряжениями, возникающими при пластич. деформации, условие разрушения  $\sigma_n = \text{const}$  может заменяться другим, напр.  $\sigma_n \cdot \sigma_t = \text{const}$ , где  $\sigma_t$  — касат. напряжение в плоскости скольжения, в к-рой скопления дислокаций создают напряжения, достаточно большие для зарождения трещин. В кинетич. теории разрушения анизотропия  $\Pi$ . проявляется в зависимости  $\gamma$  в ур-нии (2) от ориентации оси нагружения.

Аморфные вещества, полимеры. Структурная чувствительность  $\Pi$ . в аморфных веществах и полимеров проявляется так же сильно, как в кристаллах.  $\Pi$ . силикатных стекол может быть увеличена в десятки раз (от 10 кг/мм<sup>2</sup> до 150 кг/мм<sup>2</sup> и выше) подавлением вредного влияния дефектов структуры поверхностного слоя методами травления и закалки. Тонкие стеклянные и кварцевые нити обладают весьма высокой  $\Pi$ . (до 1000 кг/мм<sup>2</sup>) за счет особенностей структуры материала и отсутствия дефектов.

Влияние структуры на  $\Pi$ . весьма ярко проявляется и в полимерах. Неориентированные стеклообразные полимеры (пластмассы) обладают  $\Pi$ . ок. 10 кг/мм<sup>2</sup> (при комнатной тем-ре и временах воздействия нагрузки  $\sim 1$  сек), в то время как ориентированные нити и пленки из тех же полимеров имеют прочность 100 кг/мм<sup>2</sup> и более. В соответствии с представлением о возрастании  $\Pi$ . при увеличении степени однородности нагружения атомных связей, макс.  $\Pi$ . на разрыв должны обладать полимеры, в к-рых все макромолекулы ориентированы вдоль направления приложения нагрузки. Такой идеальной ориентации удается достигнуть методами направленной полимеризации, напр. полимеризацией в монокристаллах мономеров

при облучении. Получающиеся при этом игольчатые тонкие монокристаллы полимера обладают необычайно высокой  $\Pi$ . на разрыв (до 300 кг/мм<sup>2</sup>).

На  $\Pi$ . полимерных волокон существенно влияет надмолекулярная структура (взаимное расположение и связи фибрилл), а также внутрифибрилярное строение (см. *Полимеры*). Особенно важно строение аморфной фазы в фибриллах, соединяющей между собой кристаллич. участки. Увеличение числа «проходных» молекул и упорядоченное их расположение должно вести к упрочнению волокон (рис. 5). Ориентированные полимеры (волокна и пленки) обладают анизотропией прочности:  $\Pi$ . на раз-

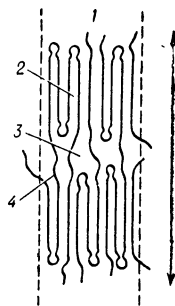


Рис. 5. Схема надмолекулярной структуры полимерного волокна; стрелка указывает направление ориентации полимера: 1 — фибрилла; 2 — кристаллит; 3 — аморфная межкристаллитная прослойка; 4 — «проходная» макромолекула.

рыв вдоль направления вытяжки намного больше, чем в поперечном направлении. Поэтому при изготовлении полимерных пленок нередко применяют методы многосторонней ориентации. Для устранения анизотропии применяют также методы «конструирования» материалов из таких элементов, как прочные ориентированные волокна. Такими материалами являются ткани, состоящие из взаимно переплетенных волокон, а также армированные пластики (стеклотекстолит, стеклофанера и др.).

Лит.: 1) Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 2 изд., М.—Л., 1958; 2) Зейтц Ф., Физика металлов, пер. с англ., М.—Л., 1947; 3) Кобек П. П., Аморфные вещества, М., 1952; 4) Журков С. Н., «Вестник АН СССР», 1957, № 11, с. 78; 5) Петч Н. Д., Разрушение металлов, в кн.: Успехи физики металлов, вып. 2, М., 1958, с. 7; 6) Саррак В. И., Хрупкое разрушение металлов, «УФН», 1959, т. 67, вып. 2, с. 339; 7) Инденбом В. Л., Орлов А. Н., Физическая теория пластичности и прочности, там же, 1962, т. 76, вып. 3, с. 557; 8) Атомный механизм разрушения, пер. с англ., М., 1963; 9) Гарбер Р. И., Гиндин И. А. «УФН», 1960, т. 70, вып. 1, с. 57. С. Н. Журков, А. Н. Орлов, В. Р. Регель.

ПРОЧНОСТЬ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ измеряется энергией, необходимой для разрыва данной связи в изолированной молекуле  $R_1 - R_2$ . Эта энергия — энергия диссоциации, энергия разрыва  $D_0 \equiv \Delta E_0$  — изменению при абс. нуле в идеальном газовом состоянии энергии системы в реакции



при условии, что продукты диссоциации (атомы, радикалы) находятся в основных состояниях.

На практике нередко истинную энергию диссоциации  $D_0$  отождествляют с изменением энтальпии  $\Delta H$  в реакции (1). При обычных тем-рах измеренная величина  $\Delta H > D_0$ , поскольку изменение теплоемкости в реакции (1) всегда положительно. Однако обычно отличие  $\Delta H$  от  $D_0$  невелико. Величина  $\Delta H$  может быть пересчитана в  $D_0$  при наличии данных по теплоемкости всех компонентов реакции (1) вплоть до абс. нуля.

В отличие от истинной энергии диссоциации  $D_0$ , средняя энергия  $E$  является усредненной характеристикой данного типа связи. Сумма всех  $E$  в молекуле должна равняться теплоте ее образования из атомов. В двухатомных молекулах  $E = D_0$ . В сложных молекулах они могут заметно различаться (см. табл.), т. к. строение радикалов, образующихся при распаде сложной молекулы, может отличаться от строения, к-рое они имели в самой молекуле, напр., свободный  $\text{CH}_3$  имеет плоскую конфигурацию, а в молекулах углеводородов — тетраэдрическую. Поэтому  $D_0$  включает в себя не только энергию, идущую непосред-

венно на разрыв связи, но и ее изменения, связанные с перегруппировкой атомов в образующихся свободных радикалах, — энергию перегруппировки. Величина  $D_0$ , как видно из табл., изменяется в широких пределах в зависимости от типа разрываемых связей и строения молекул, в к-рых эти связи находятся.

Энергии разрыва  $D$  [2] и средние энергии  $E$  [6] связей.

Связь	$D$		Связь	$E$	
	(ккал/моль)			(ккал/моль)	
Na—Na	17,3	17,3	H <sub>3</sub> C—CH <sub>3</sub>	86	82,6
F—F	38,0	38,0	H <sub>3</sub> C—CHO	68	82,6
N—F	135,1	135,1	F <sub>3</sub> C—F	121	116
H—N	225,1	225,1	H <sub>3</sub> C—Cl	80,5	81
HO—H	118	110	H <sub>3</sub> C—Br	66,4	68
O <sub>2</sub> N—NO <sub>2</sub>	13	—	H <sub>3</sub> C—J	52,6	51
H <sub>2</sub> N—NH <sub>2</sub>	60	39	H <sub>3</sub> C—OH	91	80
H <sub>3</sub> C—H	101,6	98,7	H <sub>3</sub> C—NH <sub>2</sub>	80	68
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> —H	104	98,7	CH <sub>3</sub> Hg—CH <sub>3</sub>	51	27
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> CH <sub>2</sub> —H	77	98,7	H <sub>3</sub> CZn—CH <sub>3</sub>	47	—

**Экспериментальные методы определения П. х. с.** При спектроскопическом определении П. х. с. двухатомных молекул измеряют частоту  $\nu_T$ , отвечающую границе схождения колебат. полос:  $D_0 = h\nu_T$ , где  $h$  — постоянная Планка. Метод дает точные результаты, если имеется четкая граница схождения и известны энергетич. состояния продуктов распада, напр. для молекул H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, Br<sub>2</sub>, I<sub>2</sub>. В большинстве случаев границу схождения получают экстраполяцией:  $D_0 = h\nu_T = h\omega_k/4x$ , где  $\omega_k$  и  $x$  — частота и константа ангармоничности, отвечающие основному состоянию молекулы; погрешность определения 10—20%. П. х. с. может быть также определена по границе *преддиссоциации* [1]. Для многоатомных молекул эти методы редко применяются из-за сложности спектров.

В термических методах измеряются константа равновесия  $K_p$  или константа скорости  $k$  реакции диссоциации. Для определения  $D_0$  измеряют  $K_p$  в нек-ром интервале темп-р и вычисляют  $\Delta H_T$  по ур-нию:

$$R \ln K_p = \Delta S - \Delta H_T/T, \quad (2)$$

где  $R$  — газовая постоянная,  $S$  — энтропия,  $T$  — темп-ра; затем  $\Delta H_T$  пересчитывают к 0° К. Величина  $D_0$  может быть определена также из ур-ния

$$D_0 = \Delta H_0 = T(\Delta \Phi_T^* - R \ln K_p), \quad (3)$$

где  $\Phi^*$  — приведенный термодинамич. потенциал, рассчитываемый из молекулярных данных статистич. методами. Для вычисления  $D_0$  необходимо знание  $\Phi_T^*$  для всех компонентов реакции и хотя бы одного значения  $K_p$ . Определение П. х. с. по ур-нию (3) обладает рядом преимуществ и более точно, чем по ур-нию (2) [3].

Большое число данных по П. х. с. в многоатомных молекулах получено термич. методом пиролиза. Метод основан на том, что при диссоциации молекулы на атомы и радикалы энергия активации обратной реакции рекомбинации прибл. равна нулю. При этом энергия активации реакции диссоциации  $\epsilon$  должна совпадать с  $D$ . Тогда  $D_T \approx \epsilon = -R [d \ln k/d(1/T)]$ , где  $k$  — измеряемая на опыте константа скорости молекулярного распада молекулы [4].

В масс-спектрометрическом методе (методе электронного удара) исследуемое вещество подвергается воздействию монохроматич. пучка электронов, в результате чего происходят процессы типа  $e + R_1R_2 \rightarrow R_1^+ + R_2 + 2e$ . В часто осуществляемом на опыте простейшем

случае, когда осколки не находятся в возбужденном состоянии и не обладают заметной кинетич. энергией,  $D(R_1 - R_2) \approx AP - I(R_1)$ . В опыте измеряется т. н. потенциал появления  $AP$  — минимальная энергия, при к-рой появляются ионы данного типа. Потенциал ионизации  $I(R_1)$  осколка  $R_1$  определяют независимо. Определения  $I(R)$  можно избежать, измеряя  $AP_2$  того же иона  $R^+$  из другой молекулы в реакции  $e + R_1H \rightarrow R^+ + H + 2e$ . Тогда

$$D(R_2 - H) = AP_1 - AP_2 + [\Delta H(R_1R_2) - \Delta H(R_1H) - \Delta H(R_2H) - 2\Delta H(H)],$$

где  $\Delta H(\ )$  — теплоты образования молекул  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_1H$  и  $R_2H$  и атома H. Точность определения — ок. 2—4 ккал [5]. В фотоионизационном методе [7] ионизация осуществляется монохроматич. пучком ультрафиолетового света.

Лит.: 1) Гейдон А. Г., Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; 2) Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. Справочник, [под ред. В. Н. Кондратьева], М., 1962; 3) Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, под ред. В. П. Глушко, т. 1—2, 2 изд., М., 1962; 4) «Chem. Revs», 1950, в. 47, № 1, р. 75; 5) Коттрелл Т., Прочность химических связей, пер. с англ., М., 1956; 6) Cottrell T. L., The strengths of chemical bonds, L., 1958; 7) «J. Chem. Phys.», 1961, в. 34, № 1, р. 189; 8) Mortimer C. T., Reaction heats and bond strengths, Oxf., 1962. В. И. Веденев.

**ПРОЯВЛЕНИЕ ФОТОГРАФИЧЕСКОЕ** — стадия фотографич. процесса, приводящая к превращению невидимого скрытого фотографического изображения в видимое изображение. В случае наиболее распространенных галлоидосеребряных фотографич. материалов П. ф. заключается в избирательном химич. восстановлении галлоидного серебра в металлическое. Восстановлению подвергаются эмульсионные микрокристаллы (см. *Эмульсия фотографическая*), подвергавшиеся действию света в такой степени, что в них (в основном на их поверхности) образовались центры скрытого изображения с размерами, достаточными для начала восстановительной реакции. В результате П. ф. засвеченные микрокристаллы галлоидного серебра полностью превращаются в более или менее бесформенные зерна металлик. серебра, остальные же светочувствительные кристаллы остаются неизменными и посредством следующего за П. ф. процесса фиксирования растворяются и удаляются из слоя.

Визуально наблюдаемый процесс восстановления каждого эмульсионного кристалла происходит со значительной и прибл. одинаковой для всех кристаллов данного слоя скоростью. Но у разных кристаллов, соответственно их индивидуальной светочувствительности и степени засвеченности, он начинается в существенно различные моменты времени; существует, т. о., широкий спектр значений т. н. индукционного периода П. ф. Чем больше действующая экспозиция и чем длительнее П. ф., тем большее число серебряных зерен формирует фотографич. почернение.

П. ф. галлодосеребряных слоев осуществляется спец. растворами (проявителями) или пастами. Проявители обычных типов для черных материалов содержат 4 основных компонента: проявляющее вещество (гидрохинон, метол, фенидон, парафенилендиамин и др.), сульфит натрия, щелочь (едкие щелочи — КОН или NaOH; сода или поташ; бура и др.), антиуалирующее вещество — бромистый калий или бензотриазол. Особо интересны смешанные метол-гидрохиноновые и фенидон-гидрохиноновые проявители.

Собственно восстановительную функцию несет проявляющее вещество, переходящее из восстановленной (Red) в окисленную (Ox) форму:  $Red \rightarrow Ox + e^-$ ; напр., гидрохинон переходит в хинон. Сульфит натрия, взаимодействуя с образующейся в ходе П. ф. Ox-формой, способствует поддержанию постоянства соотношения концентраций Red- и Ox-форм в течение всего времени П. ф. В то же время

сульфит препятствует окислению проявляющего вещества растворенным кислородом воздуха при хранении проявителя. Щелочь определяет активность проявителя, вызывая диссоциацию проявляющего вещества и связывая кислоту, образующуюся в процессе П. ф. Выбор типа щелочи и ее концентрации очень существен. Так, полностью диссоциирующие едкие щелочи создают высокие рН, вследствие чего применяются для скоростных проявителей, но быстро снижают рН по мере проявления, что побуждает применять их в легко истощающихся проявителях, сообщающих материалу повышенную светочувствительность. Слабо диссоциирующая бура применяется в медленно работающих и хорошо сохраняющихся проявителях. Промежуточное место занимают наиболее широко применяемые сода и поташ.

Кинетика П. ф. определяется скоростью более медленного (лимитирующего) из двух процессов — восстановительной реакции (химическая кинетика), и обмена компонентами проявителя и продуктами реакции между эмульсионным слоем и окружающим его раствором (диффузионная кинетика). В значительном числе случаев кинетика бывает смешанной.

Изменение оптич. плотности почернения  $D$  на фотографич. слое, получившем заданное количество освещения, со временем проявления  $t_{пр}$  приближенно описывается, независимо от типа кинетики, уравнением  $D = D_{\infty} \{1 - \exp[-k(t_{пр} - t_0)]\}$ , где  $k$  — константа скорости проявления,  $t_0$  — индукционный период слоя при данной степени засветки,  $D_{\infty}$  — оптич. плотность почернения при  $t_{пр} = \infty$  (рис. 1). *Контрастности коэффициент*  $\gamma$  изменяется прилб. по тому же закону с тем отличием, что вследствие ускоряющегося со временем

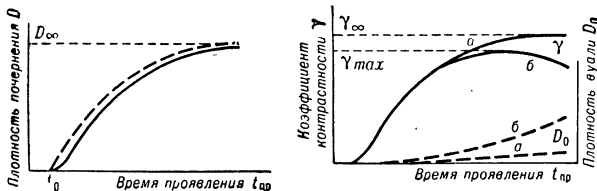


Рис. 1. Расчетная (пунктир) и экспериментально наблюдаемая (сплошная черта) кривые кинетики проявления фотографич. слоя при заданной экспозиции.

Рис. 2. Кривые зависимости коэффициента контрастности  $\gamma$  и плотности вуали  $D_0$  слабо вуалирующегося (а) и сильно вуалирующегося (б) фотографич. слоев от времени проявления.

роста вуали  $D_0$  величина  $\gamma$  у сколько-нибудь значительно вуалирующихся (в основном высокочувствительных) слоев проходит через максимум (рис. 2). В проявителях разных типов параметры  $k$  и  $t_0$  для данного фотографич. слоя могут различаться в широких пределах, а  $D_{\infty}$  и  $\gamma_{max}$  — в довольно узких. Наряду с широко распространенными проявителями, в к-рых  $\gamma_{max}$  достигается за неск. минут (иногда и за 10—20 мин), существуют спец. проявители, в к-рых П. ф. происходит за секунды и даже их доли.

Скорость П. ф. растворами сильно зависит от температуры (возрастает на 6—10%/град) и от гидромеханич. условий (степени тщательности перемешивания проявителя близ поверхности эмульсионного слоя).

П. ф. многослойных фотографич. материалов, применяемых для цветной фотографии, отличается от П. ф. чернотелых материалов тем, что Ох-форма связывается не сульфитом, а т. н. краскообразующей компонентой, или копулятором (Кор), с образованием красителя, формирующего фотографич. изображение. Образующееся же одновременно металлич. серебро играет роль сопутствующего ве-

щества, к-рое удаляют после П. ф. операций отбеливания (окисления). Кинетика цветного проявления внешне сходна с кинетикой чернотелого П. ф., но определяется соотношением скоростей уже не двух, а трех процессов: третьим является взаимодействие Ох с Кор.

На краях элементов фотографич. изображения, обладающих большим контрастом относительно соседних элементов, часто разыгрываются т. н. *пограничные эффекты* проявления.

Лит.: 1) Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. VIII—XII; 2) Дяликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960 (часть 2); 3) Статья Г. П. Фаермана, С. Г. Богданова, И. Б. Блюмберга и др., в сб.: Успехи научной фотографии, т. 3, ч. 3, М., 1955; т. 4, ч. 2, М., 1955. Ю. Н. Горюховский.

**ПРЯМЕЙШЕГО ПУТИ ПРИНЦИП** — см. Герца принцип.

**ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ** — ядерные реакции, в которых налетающая на ядро-мишень частица передает свою энергию и импульс либо одному ядерному нуклону, либо сравнительно небольшой группе нуклонов. П. я. р. отличаются от процессов, идущих через этап образования *составного ядра*, след. особенностями.

1) Энергетич. спектр вылетающих частиц не является «испарительным»: число частиц с энергией, много большей тем-ры соответствующего составного ядра, в десятки раз превышает интенсивность, предсказываемую максвелловским распределением.

2) Угловое распределение продуктов реакции в системе центра инерции сталкивающихся частиц обладает резкой анизотропией «вперед — назад» относительно направления движения налетающих частиц. Иногда, в случае малых энергий, угловое распределение имеет максимум при углах, больших  $\pi/2$ ; однако чаще наблюдается увеличение сечения при переходе к малым углам (т. е. к малым передаваемым импульсам).

3) Имеют место реакции «выбивания» сложных частиц из ядер, т. е. реакции типа  $(x, xd)$ ,  $(x, xt)$ ,  $(x, xa)$  и т. д. ( $x$  — падающая частица). При достаточно больших энергиях частиц  $x$  выбиваются более тяжелые фрагменты (ядра Li, C и т. п.). Кинематич. картина таких процессов весьма близка к столкновению свободных частиц и во всяком случае ничем не отличается от выбивания нуклонов — реакций  $(x, xp)$  или  $(x, xp)$ .

П. я. р. носят довольно универсальный характер: они наблюдаются в весьма широком диапазоне энергий (от неск. Мэв до неск. Бэв, по меньшей мере) практически на всех ядрах и со всеми теми частицами (от нуклонов до многозарядных ионов), к-рыми при совр. экспериментальных средствах можно бомбардировать ядра.

Исчерпывающая количеств. теория П. я. р. не создана, однако физич. природу этих процессов можно считать в основном выясненной. Существо рассматриваемых процессов состоит в том, что участвующие в реакции ядра виртуально испускают те или иные частицы, между к-рыми фактически и происходит столкновение, приводящее к вылету частиц за пределы ядра. Такого рода процессы могут быть описаны *Фейнмана диаграммами*. На рис. 1 изображена *фейнмановская диаграмма* реакции  $(d, p)$  — реакции дейтронного срыва. Налетающий дейтрон виртуально распадается на нейтрон и протон, после чего нейтрон захватывается ядром-мишенью А с образованием остаточного ядра В. На рис. 2 изображена простейшая

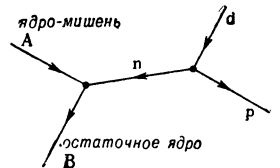


Рис. 1. Полная диаграмма для реакции  $(d, p)$ , отвечающая батлеровской теории срыва.

Рис. 2. Простейшая диаграмма для реакции  $(d, p)$  — реакции дейтронного срыва. Налетающий дейтрон виртуально распадается на нейтрон и протон, после чего нейтрон захватывается ядром-мишенью А с образованием остаточного ядра В. На рис. 2 изображена простейшая

диаграмма для реакции (p, pd). В этом случае ядро-мишень А виртуально испускает дейтрон с образованием остаточного ядра В, после чего происходит упругое рассеяние налетающего протона p на дейтроне, в результате к-рого дейтрон, получив достаточно большую энергию, вылетает. В обоих случаях (рис. 1 и 2) угловое распределение вылетающих частиц в системе центра инерции сталкивающихся частиц вытянуто вперед. Диаграмма на рис. 3 отвечает процессу

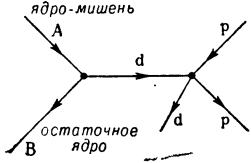


Рис. 2. Полюсная диаграмма реакции (p, pd), отвечающая механизму «квазиупругого рассеяния».

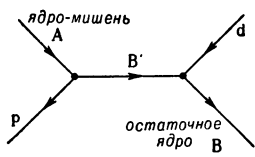


Рис. 3. Полюсная диаграмма реакции (d, p), отвечающая механизму тяжелого подхвата.

т. н. тяжелого подхвата: ядро-мишень А испускает протон, и получившееся ядро В «подхватывается» налетающим дейтроном с образованием остаточного ядра В. В этом случае вперед вылетают ядра В, а угловое распределение получившихся в результате реакции протонов вытянуто назад.

Рассмотрим реакцию срыва (d, p). Обозначим через  $\phi$  импульсы ядра В в системе отсчета, в к-рой ядро-мишень А покоится (лабораторная система), а через  $t$  — инвариантную величину (в нерелятивистском приближении — относительно галилеевых преобразований)

$$t = -(p_d - p_p)^2 + 2(m_d - m_p)(E_d - E_p) = -q^2(m_A/m_B) + 2m_n Q, \quad (1)$$

где  $p_d, p_p, E_d, E_p$  — импульсы и кинетич. энергии соответственно дейтрона и протона;  $m_A, m_B, m_d, m_p, m_n$  — массы ядер А и В, дейтрона, протона и нейтрона;  $Q = m_A + m_d - m_B - m_p$  — энергия, выделяющаяся в реакции ( $c = 1$ ). Физ. области соответствуют значения  $t < 0$ . Угловое распределение протонов в системе центра инерции описывается  $\phi$ -лой Батлера [4]:

$$\sigma_{dr}(\phi) = \text{const} \frac{|x h_L^{(1)}(y) j_{L-1}(x) - y j_L(x) h_{L-1}^{(1)}(y)|^2}{(t - 2m_n \epsilon_d)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\phi$  — угол между векторами  $p_d$  и  $p_p$ ,  $L$  — орбитальный момент захваченного ядром А нейтрона;  $\epsilon_d$  — энергия связи дейтрона;  $j_L(x)$  и  $h_L^{(1)}(y)$  — соответственно сферич.  $\phi$ -ции Бесселя и Ханкеля 1-го рода;

$$x = qR, \quad y = i\kappa_n R, \quad (3)$$

где  $R$  — радиус ядра А,

$$\kappa_n = \sqrt{2m_n \epsilon_n / \hbar}, \quad (4)$$

$\epsilon_n$  — энергия связи нейтрона в образовавшемся ядре В. Ф-ла (2) справедлива только для малых передаваемых импульсов  $|t| \lesssim 2m_n \epsilon_d$ . Зависимость углового распределения от  $L$  (рис. 4) дает возможность использовать реакцию срыва для целей ядерной спектроскопии — определения спина и четности ядерных уровней.

Как видно из  $\phi$ -лы (2), амплитуда реакции срыва имеет полюс (т. е. обращается в бесконечность) при значении  $t = 2m_n \epsilon_d$ ; полюсное значение  $t$  лежит в нефизич. области. По мере возрастания  $q^2$  сечение (2) уменьшается. Т. к.  $q^2$  достигает минимального значения при  $\phi = 0$ , то угловое распределение вытянуто вперед, хотя из-за зависимости от  $q$  числителя

$\phi$ -лы (2)  $\sigma_{dr}(\phi)$  достигает наибольшего значения не обязательно при  $\phi = 0$  (рис. 4). Амплитуда прямого процесса, изображенного на рис. 2, также имеет полюс по переменной, аналогичной  $t$ , получающейся из  $\phi$ -лы (1) заменой индексов d и p на А и В. Реакции на рис. 3 отвечает полюс по переменной, получающейся из (2) заменой индекса d на А. Эта переменная достигает наименьшего значения при  $\phi = \pi$  в системе центра инерции сталкивающихся частиц. Поэтому в данном случае протоны и вылетают преимущественно назад.

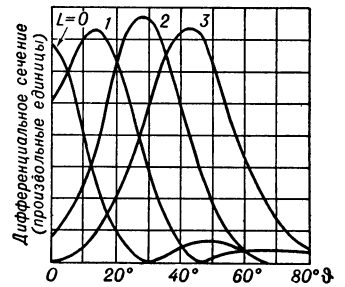


Рис. 4. Угловые распределения в реакции срыва, протекающей в соответствии с диаграммой рис. 1. Энергия падающих дейтронов равна 8,8 Мэв; энергия протонов — 12 Мэв;  $R = 5 \cdot 10^{-13}$  см; орбитальный момент захватываемых ядром А нейтронов  $L = 0, 1, 2, 3$ .

Кроме диаграмм на рис. 1—3, можно указать бесчисленное количество др. диаграмм, отвечающих тем же реакциям. Напр., для реакции (d, p) возможны среди прочих диаграммы типа рис. 5 (протон, испущенный ядром А, вылетает в результате столкновения с дейтроном, тогда как последний захватывается ядром С с образованием остаточного ядра В). Амплитуда, отвечающая диаграмме рис. 5, также будет иметь одну особую точку (точку ветвления логарифмич. типа) при некотором положительном  $t$  и, следовательно, также будет убывать с возрастанием  $\phi$ . Т. к., однако, энергия связи дейтрона мала сравнительно с энергией вырывания протона и дейтрона из ядер А и В, то особенность, отвечающая диаграмме рис. 5, будет лежать гораздо дальше (примерно в 40—50 раз) от границы физ. области, чем особенность  $t = 2m_n \epsilon_d$ ,

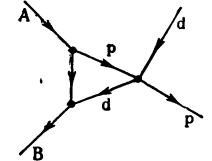


Рис. 5. Одна из возможных неполных диаграмм реакции (d, p).

отвечающая полюсной диаграмме рис. 1. Поэтому, если «интенсивности» виртуальных процессов, идущих в вершинах диаграмм рис. 1 и 5, сравнимы, то подавляющий вклад в наблюдаемую вероятность реакции (d, p) будет давать «батлеровский механизм» срыва (рис. 1). В этом и кроется объяснение успеха батлеровской теории реакций (d, p). То же самое имеет место и для реакций (d, n) или т. н. реакций подхвата (p, d), (n, d). Существенно иная ситуация может иметь

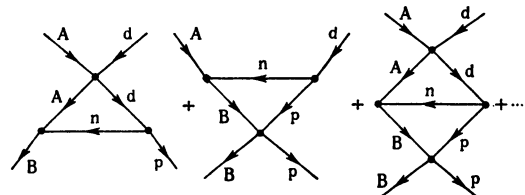


Рис. 6. Диаграммы, отвечающие учету взаимодействия в начальном и конечном состояниях.

место для П. я. р., отличных от процессов дейтронного срыва или подхвата. В этих случаях амплитуды, отвечающие различным фейнмановским диаграммам, имеют особенности, расположенные сравнительно близко друг от друга, и заметный вклад в реально наблюдаемую вероятность реакции могут давать разные механизмы. В этом и состоит главная трудность создания общей количеств. теории П. я. р.



Помимо диаграмм типа рис. 1—5, определяющих механизм реакции, всегда возможны диаграммы рис. 6, соответствующие «рассеянию» начальных или конечных частиц друг на друге. В совр. теории П. я. р. [2] учет этих процессов приводит к интегральному сингулярному ур-нию Омнеса — Мухелишвили. Решая это ур-ние, можно найти амплитуду процесса, если известны фазы рассеяния соответствующих частиц. Др. способ учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях — т. н. метод искаженных волн, в к-ром в качестве волновых ф-ций частиц в начальном и конечном состояниях используются волновые ф-ции *оптической модели ядра*, описывающие рассеяние частиц в комплексном потенциале ядра. Метод искаженных волн совпадает с упомянутым выше способом решения ур-ния Омнеса — Мухелишвили, если пренебречь интегралами по нефизич. областям изменения энергии (учет этих интегралов, сильно зависящих от деталей механизма рассеяния, превышает точность теории).

Экспериментально наиболее хорошо изучены упоминавшиеся выше дейтронные реакции срыва и подхвата при энергиях налетающих частиц до  $\sim 10$  Мэв. Гораздо хуже исследованы прямые реакции типа  $(\alpha, t)$  — срыв одного нуклона с частиц, более сложных, чем дейтрон, или  $(t, p)$  — срыв двух нуклонов. Изучение П. я. р. типа  $(x, xd)$ ,  $(x, \alpha d)$  и т. п., особенно при больших энергиях (больших порогах рождения л-мезонов), а также прямых реакций, идущих при захвате ядрами л- и К-мезонов, находится в начальной стадии.

Прямые процессы под действием многозарядных ионов наз. реакциями передачи нуклонов и состоит в том, что некоторое число нуклонов переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому при малой передаче импульса. Одну из простейших диаграмм такого процесса см. на рис. 7.

Особый интерес реакций передачи нуклонов состоит в том, что в таких процессах могут играть роль коррелированные состояния неск. нуклонов (типа «динейтрона», «дипротона» и т. п.), обусловленные наличием у таких систем виртуальных уровней.

Лит.: 1) Б а т л е р С., Ядерные реакции срыва, пер. с англ., М., 1960; 2) Ш а п и р о И. С., Теория прямых ядерных реакций, М., 1963. И. С. Шапиро.

**ПСЕВДОВЕКТОР** — см. *Псевдотензор*.  
**ПСЕВДОВЕКТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** — см. *Псевдоскалярное и псевдовекторное взаимодействие*.

**ПСЕВДОВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ** (*рв-поле*) — поле, к-рое при непрерывных Лоренца преобразованиях преобразуется как вектор, а при отражениях претерпевает дополнительное изменение знака. В *квантовой теории полей* свободное рв-поле  $U(x)$  описывается таким же лагранжианом, как и векторное поле:

$$L = -g^{ik}g^{lm} \frac{\partial U_i^*}{\partial x^l} \frac{\partial U_k}{\partial x^m} + m^2 g^{ik} U_i^* U_k$$

с дополнительным условием  $g^{ik} \frac{\partial U_i}{\partial x^k} = 0$ . Это условие исключает бесспиновые частицы и оставляет у П. п. только 3 независимые компоненты. Т. о., рв-поле описывает, как и векторное, частицы со спином 1 и отличается от последнего только (положительной) четностью, что сказывается в характере взаимодействия с другими полями (см. *Псевдоскалярное и псевдовекторное взаимодействия*).

Лит. см. при ст. *Псевдоскалярное поле*.

**ПСЕВДОСКАЛЯР** — см. *Псевдотензор*.

**ПСЕВДОСКАЛЯРНОЕ И ПСЕВДОВЕКТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** — такие взаимодействия в *квантовой теории полей*, лагранжиан к-рых строится как произведение двух псевдоскаляров (*PS*-взаимодействие) или двух псевдовекторов (*PV*-взаимодействие), составленных из полей взаимодействующих частиц. *PS*- и *PV*-взаимодействия употребляются для описания ряда как сильных, так и слабых взаимодействий элементарных частиц.

При выборе возможных вариантов взаимодействия исходят из трансформационных свойств полей; дальнейшее уточнение производится путем сравнения данных теории с экспериментом. Так, напр., для слабых взаимодействий лагранжиан взаимодействия составляется из четырех спинорных полей. Поскольку из пары *спиноров* можно образовать 5 тензорных комбинаций: спинор  $S$ , вектор  $V$ , антисимметричный тензор 2-го ранга  $T$ , псевдовектор  $PV$ , или  $A$ , и псевдоскаляр  $PS$ , то лагранжиан взаимодействия строится как линейная комбинация всех пяти вариантов, получаемых перемножением  $(S, S)$ ,  $(V, V)$  и т. д., вплоть до открытия несохранения четности, позволившего установить, что основу слабых взаимодействий составляет комбинация векторного и псевдовекторного взаимодействий  $[(V - A)$  вариант, см. *Слабые взаимодействия*].

В случае взаимодействия л-мезонов с нуклонами, тот факт, что пионы описываются псевдоскалярным полем, обязывает выбирать *PS*- или *PV*-взаимодействие. Действительно, л-мезонное поле войдет в лагранжиан взаимодействия либо непосредственно (прямая связь), и тогда оно должно быть умножено на псевдоскаляр, составленный из нуклонного поля, — это будет *PS*-взаимодействие:

$$L^{B^3}(x) = g \bar{\Psi}(x) \gamma^5 \Psi(x) \tau_\rho \Phi_\rho(x); \quad (1)$$

либо в виде производной 1-го порядка (градиентная связь; производные высшего порядка не могут входить в лагранжиан взаимодействия), и тогда оно умножается на соответствующий псевдовектор, — это будет *PV*-взаимодействие:

$$L^{B^3}(x) = i(f/\mu) \bar{\Psi}(x) \gamma^5 \nabla^n \Psi(x) \tau_\rho \frac{\partial \Phi_\rho(x)}{\partial x^n}. \quad (2)$$

Здесь  $\Psi(x)$  ( $\bar{\Psi}(x)$ ) — восьмикомпонентное нуклонное поле, являющееся биспинором в обычном и спинором в изотопич. пространстве;  $\nabla^n$  и  $\gamma^5$  — *Дирака матрицы*,  $\tau_\rho$  — матрицы *изотопического спина* нуклонов,  $\Phi_\rho(x)$  — трехкомпонентное мезонное поле, являющееся псевдоскаляром в обычном и вектором — в изотопич. пространстве,  $\mu$  — масса пиона;  $g$  и  $f$  — «псевдоскалярная» и «псевдовекторная» константы связи. Оба эти вида  $L^{B^3}$  удовлетворяют совр. опытным данным, если считать  $g^2 \approx 14$  и  $f^2 \approx 0,08$  (в естественной системе единиц  $\hbar = c = 1$ ). Выбор между этими двумя возможными взаимодействиями затруднен тем, что из-за большой величины константы связи невозможно использовать стандартную теорию возмущений для расчетов конкретных эффектов. Поэтому сравнение теории с опытом может быть осуществлено только в отдельных случаях. Кроме того, по т. н. теореме эквивалентности (Д. Ф. Дайсон, Л. Л. Фолди) *PV*-взаимодействие с константой связи  $f$  приводит в низшем порядке теории возмущений точно к тем же результатам, что и *PS*-взаимодействие с константой  $g = (2M/\mu)f$ , где  $M$  — масса нуклона.

С точки зрения квантовой теории поля, *PS*-взаимодействие обладает тем преимуществом, что оно приводит к перенормируемой теории (см. *Перенормировка заряда, массы*), в отличие от *PV*-взаимодействия. С другой стороны, при конкретных вычислениях часто удобнее пользоваться *PV*-взаимодействием, поскольку меньшая величина эффективной константы

связи  $f$  позволяет отбрасывать более высокие члены итераций.

$PS$ - и  $PV$ -взаимодействия привлекаются также для описания взаимодействий других элементарных частиц:  $K$ -мезонов, гиперонов. Псевдоскалярный или псевдовекторный характер неких из недавно открытых т. н. резонансов (см. *Резонансные состояния элементарных частиц*) позволяет применить и к ним понятие о  $PS$ - или  $PV$ -взаимодействиях.

Однако в совр. теории сильных взаимодействий все шире пользуются методами, не связанными непосредственно с лагранжевым или гамильтоновым формализмом и с теорией возмущений (в основном это различные варианты *дисперсионных соотношений* и т. п.). При этом вопрос о выборе варианта взаимодействия оказывается не столь существенным, поскольку константа связи явно входит в ур-ния лишь так же, как в член низшего порядка теории возмущений, вследствие чего и здесь справедлива теорема эквивалентности. Именно дисперсионные соотношения позволили установить указанные выше численные значения констант связи (см. *Пи-мезоны*).

Лит.: 1) Паули В., Мезонная теория ядерных сил, пер. с англ., М., 1947; 2) Мезоны и поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1957; 3) Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. М. Бродского, М., 1960.

**ПСЕВДОСКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ** ( $ps$ -п о л е) — поле, описываемое однокомпонентной  $\phi$ -цией,  $k$ -рая при непрерывных Лоренца преобразованиях не меняется, а при отражениях меняет знак. В квантовой теории полей свободное П. п. неотличимо от скалярного поля и физич. различия между ними проявляются лишь при взаимодействиях с другими полями (см. *Псевдоскалярное и псевдовекторное взаимодействия*). Именно так, по особенностям взаимодействия *Пи-мезонов с нуклонами*, было установлено, что  $\pi$ -мезоны описываются П. п. Поэтому теория П. п. играет большую роль в физике элементарных частиц.

Свободное вещественное П. п.  $\phi(x)$  описывается лагранжианом

$$L = \frac{1}{2} \left( g^{ik} \frac{\partial \phi}{\partial x^i} \frac{\partial \phi}{\partial x^k} - \mu^2 \phi \phi \right), \quad (1)$$

из к-рого следуют ур-ния движения

$$(\square - \mu^2) \phi(x) = 0 \quad (2)$$

( $\mu$  — масса соответствующих частиц) и выражение для тензора энергии — импульса:

$$T^{ik} = g^{il} g^{km} \frac{\partial \phi}{\partial x^l} \frac{\partial \phi}{\partial x^m} - g^{ik} L. \quad (3)$$

Сохраняющиеся вектор полной энергии — импульса  $P^m$  и тензор момента  $M^{mn}$  равны:

$$P^m = \int T^{m0} dx, \quad (4)$$

$$M^{mn} = \int (x^m T^{n0} - x^n T^{m0}) dx. \quad (5)$$

Спиновый момент для П. п. равен нулю; это и значит, что П. п. описывает бесспиновые частицы.

Фурье-разложение

$$\phi(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{dk}{\sqrt{2k^0}} \{ e^{ikx} a^{(+)}(k) + e^{-ikx} a^{(-)}(k) \} \quad (6)$$

$$k^0 = \sqrt{k^2 + \mu^2}$$

позволяет выразить интегральные величины через амплитуды  $a^{(\pm)}(k)$ . Напр., для энергии

$$E = \int dk k^0 a^{(+)}(k) a^{(-)}(k). \quad (7)$$

Квантование налагает обычным образом на амплитуды Фурье перестановочные соотношения

$$[a^{(-)}(k), a^{(+)}(k')]_{-} = \delta(k - k') \quad (8)$$

или на  $\phi$ -ции поля  $\phi(x)$  — перестановочные соотношения

$$[\phi(x), \phi(y)]_{-} = -iD(x - y), \quad (9)$$

где  $D(x - y)$  — перестановочная  $\phi$ -ция Паули — Иордана.

Но вещественное поле описывает частицы, не имеющие электрич. заряда. Реальные же  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезоны заряжены, и потому для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  нужно использовать комплексное П. п. Для этого в лагранжиане (и динамич. величинах) квадратичные по  $\phi$  комбинации заменяют на билинейные  $\phi^* \phi$  и умножают на 2. Тогда можно ввести 4-вектор тока

$$j_h(x) = ie \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial x^i} \phi - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial x^k} \right), \quad (10)$$

пространственный интеграл нулевой компоненты к-рого дает сохраняющийся заряд:

$$Q = \int j^0(x) dx. \quad (11)$$

Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем вводится обычной заменой в лагранжиане

$$\frac{\partial \phi}{\partial x^i} \rightarrow \left( \frac{\partial}{\partial x^i} - ieA_i \right) \phi. \quad (12)$$

В отличие от, напр., спинорного поля, в лагранжиан входят не только линейные, но и квадратичные по вектор-потенциалу  $A_i(x)$  члены.

Для совместного описания реальных  $\pi$ -мезонов всех трех типов (изотопич. триплет  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) используется симметричное  $ps$ -поле — трехкомпонентное поле  $\phi_\rho$  ( $\rho = 1, 2, 3$ ). Обычно пользуются вещественным представлением, вводя величины:

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi + \phi^*); \quad \phi_2 = -\frac{i}{\sqrt{2}} (\phi - \phi^*); \quad \phi_3 = \phi_0. \quad (13)$$

В таком случае  $\phi$  и  $\phi^*$  описывают поле заряженных, а  $\phi_0$  — нейтральных пионов. Изменение в  $\phi$ -лах (1) — (3) сводится к появлению дополнит. индекса  $\rho$  и суммированию по нему в (1) и (3), а для описания взаимодействия с электромагнитным полем производится замена

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \rightarrow \left( \frac{\partial}{\partial x^i} + ieT^3 A_i \right), \quad (14)$$

где  $T^3$  — 3-я составляющая *изотопического спина* пиона. Через ту же матрицу  $T^3_{\rho\rho'}$  выражается и ток (в присутствии электромагнитного поля):

$$j_i(x) = -ie \frac{\partial \phi_\rho}{\partial x^i} T^3_{\rho\rho'} \phi_{\rho'} - ie^2 A_i \phi_\rho T^3_{\rho\rho'} T^3_{\rho''\rho'''} \phi_{\rho''}. \quad (15)$$

Наконец, чтобы описать взаимодействие  $\pi$ -мезонов с нуклонами, к лагранжиану добавляют член

$$g: \bar{\psi}(x) \gamma^5 \tau_\rho \phi_\rho(x) \psi(x); \quad (16)$$

Здесь  $\psi(x)$ ,  $\bar{\psi}(x)$  — операторы нуклонного поля, а  $\tau_\rho$  — оператор изотопич. спина нуклонов. Выражение (16) наз. *псевдоскалярным взаимодействием*. Присутствие Дирака матрицы  $\gamma^5$  в (16) характерно для П. п.; для скалярного поля на ее месте стояла бы единичная матрица.

Лит.: 1) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; 2) е го же, Мезонная теория ядерных сил, пер. с англ., М., 1947; 3) Ш в е б е р С., Б е т е Г., Г о ф м а н Ф., Поля, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 1).

**ПСЕВДОТЕНЗОР** ранга  $n$  в пространстве  $m$  измерений — совокупность  $m^n$  величин  $A$  (напр.,  $A_{i_1 \dots i_n}^{i_1 \dots i_n}$ , где индексы  $i_j$  могут принимать значения от 1 до  $m$ ), к-рые при непрерывных преобразованиях координат преобразуются как тензор соответствующей вариантности и ранга, а при отражениях пространства меняются по др. правилам. Практически важны 2 случая:

а) Трехмерное эвклидово пространство ( $m = 3$ ). При отражении трех координатных осей

$$x^1 = -x^1, \quad x^2 = -x^2, \quad x^3 = -x^3 \quad (1)$$

преобразование П. дается ф-лой

$$A' = (-1)^{n+1} A. \quad (2)$$

Поскольку отражение одной оси можно представить как произведение преобразования (1) на вращение, а отражение двух осей сводится к простому повороту, ф-ла (2) определяет закон преобразования П. при любых движениях пространства.

б) Четырехмерное псевдоэвклидово пространство ( $m = 4$ ). При преобразованиях из несобственной (включающей отражения) группы Лоренца  $x'^{\mu} = a_{\nu}^{\mu} x^{\nu}$  контравариантный П. 1-го рода преобразуется по закону:

$$A_1^{\mu\nu\dots} = \frac{\partial(x'^1, x'^2, x'^3, x'^0)}{\partial(x^1, x^2, x^3, x^0)} a_k^{\mu} a_{\lambda}^{\nu} \dots A_1^{k\lambda\dots} \quad (3)$$

П. 2-го и 3-го родов преобразуются соответственно по ф-лам:

$$A_2^{\mu\nu\dots} = \left( \frac{\partial x'^0}{\partial x^0} \middle| \frac{\partial x'^0}{\partial x^i} \right) a_k^{\mu} a_{\lambda}^{\nu} \dots A_2^{k\lambda\dots}, \quad (4)$$

$$A_3^{\mu\nu\dots} = \left( \frac{\partial(x'^1, x'^2, x'^3)}{\partial(x^1, x^2, x^3)} \middle| \frac{\partial(x'^1, x'^2, x'^3)}{\partial(x^1, x^2, x^3)} \right) \times a_k^{\mu} a_{\lambda}^{\nu} \dots A_3^{k\lambda\dots} \quad (5)$$

Преобразования (3), (4), (5) соответствуют различным представлениям несобственной группы Лоренца; они отличаются от правил преобразования тензора только тогда, когда в рассмотрение включены отражения.

П. ранга нуль наз. псевдоскаляром. Пример — смешанное произведение трех евклидовых векторов  $e_1[e_2e_3]$ . П. 1-го ранга наз. псевдовектором (или аксиальным вектором). Напр., векторное произведение  $[e_1e_2]$  двух полярных векторов в трехмерном евклидовом пространстве — псевдовектор. Физ. примеры аксиальных векторов: момент количества движения, угловая скорость, момент сил.

Величины псевдотензорного характера широко применяются в теории элементарных частиц. Напр., *пи-мезоны* описываются псевдоскалярными полевыми ф-циями. При этом трансформационные свойства полей при отражениях пространства тесно связаны с четностью описываемых этими полями частиц (см. *Четность состояния*).

Лит.: 1) Шв е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963, гл. 1—2; 2) W a t a n a b e S., «Revs. Modern Phys.», 1955, v. 27, № 1, p. 26.

О. И. Завьялов.

**ПСИХОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА** (психоакустика) — количественное исследование характеристик слуха человека методами установления и анализа зависимостей между физич. свойствами звуковых сигналов и статистич. характеристиками оценок этих сигналов человеком. При психоакустич. измерениях испытуемому дается инструкция, включающая указание тех свойств сигналов, к-рые должны оцениваться, перечисление набора возможных оценок (напр., «звук есть», «звук нет» или «звук громче стандартного сигнала», «звук тише стандартного сигнала» и т. д.) и определение требуемого способа поведения в зависимости от характера оценки (напр., «если звук громче стандартного сигнала, нажми кнопку № 1» и т. д.). В результате многократных предъявлений сигналов, изменяющихся по определенному параметру, устанавливается зависимость между значениями этого параметра и вероятностями определенных оценок сигнала. Для сокращенного описания полученных зависимостей пользуются т. н. пороговыми значениями параметров (напр., *порогом слышимости*). За порог принимается значение параметра, соответствующее нек-рому фиксированному заранее оговоренному значению вероятности определенной оценки (или вероятности правильной оценки), зависящему от принятой процедуры измерения и набора

возможных оценок [1]. Методы психоакустич. измерений и способы обработки получаемых данных рассматриваются в связи с применением в П. а. статистич. теории обнаружения сигналов. К психоакустич. методам исследования принципиально должны быть отнесены также и методы исследования *слуха* человека и животных с помощью ориентировочных и условно-рефлекторных реакций [2]. Рефлекторная реакция рассматривается в этом случае как индикатор оценки сигнала. Существенная трудность такого рода исследований состоит в том, чтобы заставить изучаемый объект оценивать именно те свойства сигнала, к-рые интересуют исследователя.

К основным характеристикам слуха, изучаемым П. а., относятся: абсолютная слуховая чувствительность, верхний предел слухового восприятия, диапазон слышимых частот, точность оценки различных свойств звуковых сигналов (частота, интенсивность, длительность, спектральные характеристики, временные и фазовые характеристики сигнала и т. д.), точность оценки положения источника звука в пространстве, характеристики субъективных шкал (шкала громкостей, шкала высот). Большое внимание уделяется исследованиям явления *маскировки звука* и слухового утомления. Указанные характеристики слуха — интегральные, т. к. определяются свойствами ряда отделов слуховой системы [3—9].

Данными об интегральных характеристиках слуха пользуются при решении ряда задач, связанных с преобразованием, передачей и воспроизведением сигналов, приемником к-рых является человек. *ухо* (связь, телефония, радиовещание, архитектурная акустика и т. д.). Для решения задач, связанных с заменой человека-наблюдателя автоматическим распознающим устройством, более существенными оказываются сведения о механизмах работы слуховой системы и характеристиках тех операций по обработке звуковой информации, к-рые ею выполняются (частотный анализ, измерение временных интервалов, определение взаимной корреляции между сигналами, интегрирование данных и т. д.).

Для выяснения механизма работы слуховой системы проводятся интенсивные работы параллельно различными методами как психоакустическими, так и электрофизиологическими, биофизическими, методами моделирования [10]. Большое внимание в П. а. уделяется вопросам восприятия сложных звуковых сигналов, приближающихся к звукам речи, и исследованиям временных характеристик слуха.

Лит.: 1) G u i l l f o r d J. P., Psychometric methods, N. Y., 1936; 2) Г е р ш у н Г. В., «Пробл. физиол. акустики», 1955, т. 3, с. 45; 3) Р ж е в к и н С. Н., Слух и речь в свете современных физических исследований, 2 изд., М.—Л., 1936; 4) S t e v e n s S. S., D a v i s H., Hearing: its psychology and physiology, N. Y.—L., 1960; 5) L i c k l i d e r J. C. R., Basic correlates of the auditory stimulus, в кн.: Handbook of experimental psychology, ed. S. S. Stevens, N. Y., 1951, p. 985; 6) H i r s h I. J., The measurement of hearing, N. Y., 1952; 7) R a n k e O. F., Physiologie des Gehörs, L u l l i e s H., Physiologie der Stimme und Sprache, B.—[u. a.], 1953; 8) F l e t c h e r H., Speech and hearing in communication, N.—Y.—[a. o.], 1953; 9) F e l d t k e l l e r R., Z w i c k e r E., Das Ohr als Nachrichtenempfänger, Stuttgart, 1956; 10) B é k é s y G. v o n, Experiments in hearing, N. Y.—[a. o.], 1960.

Л. А. Чистович.

**ПСИХРОМЕТР** — прибор для измерения влажности воздуха. Состоит из двух термометров — сухого и смоченного. Сухой термометр показывает темп-ру воздуха, а смоченный, теплоприемник к-рого обвязан влажным батистом, — собственную темп-ру, зависящую от испарения, происходящего с поверхности его резервуара. Вследствие расхода тепла на испарение, показания смоченного термометра тем ниже, чем суше воздух, в к-ром измеряется влажность. Влажность воздуха вычисляют, пользуясь психрометрич. ф-лой  $e = E_1 - A(t - t_1)H$  (где  $e$  — упругость водяного пара, находящегося в воздухе,  $E_1$  — макс.

упругость водяного пара при темп-ре смоченного термометра,  $t$  и  $t_1$  — соответственно показания сухого и смоченного термометров,  $H$  — давление атмосферы,  $A$  — постоянная, зависящая от конструктивных особенностей П.) или рассчитанными по этой ф-ле психрометрич. таблицами для разных значений  $t$  и  $t_1$  или для  $t$  и  $t - t_1$ .

Наиболее распространены П.: стационарный, в к-ром термометры укрепляются на спец. штативе в жалюзейной психрометрич. будке, и аспирационный, в к-ром термометры закреплены в оправе, защищающей их от повреждений и теплового воздействия прямых солнечных лучей, и обдуваются с помощью аспиратора потоком исследуемого воздуха с постоянной скоростью ок. 2 м/сек. При положительной темп-ре воздуха аспирационный П. — наиболее надежный прибор для измерения влажности и темп-ры.

Лит.: 1) Кедров Иванский В. Н., Стернат М. С., Метеорологические приборы, Л., 1953; 2) Усолцев В. А., Измерение влажности воздуха, Л., 1959; 3) Пенсер-Грегори Г., Роурке Е., Гигрометрия, пер. с англ., М., 1963. М. С. Стернат.

**ПУАЗ** — единица измерения динамического коэффициента вязкости (коэфф. внутреннего трения) в системе СГС (см. СГС система единиц). П. равен вязкости такого вещества, в к-ром на 1 см<sup>2</sup> площади движущегося слоя действует сила трения, равная 1 дине, при условии, что изменение скорости движения между этим слоем и слоем, находящимся от него на расстоянии 1 см, равно 1 см/сек. Размерность П.: см<sup>-1</sup> × г · сек<sup>-1</sup>; обознач.  $\mu$ , P (ГОСТ 7664—61). На практике широко пользуются дольной единицей — сантипуазом (спз), равным 0,01 пз. Это объясняется тем, что вязкость воды при 20° С близка к 1 спз (точнее 1,005 спз). Вязкость различных веществ колеблется от неск. П. (масла, битумы) до десятитысячных долей пуаза (газы). 1 пз = 0,1 н · сек · м<sup>-2</sup> — ед. вязкости в Международной системе единиц. Г. Д. Бурдун.

**ПУАЗЕЙЛЯ ЗАКОН** — закон истечения жидкости через тонкую цилиндрич. трубку: объем  $Q$  жидкости, протекший за секунду через сечение трубки, прямо пропорционален разности давлений  $p$  и  $p_0$  у входа в трубку и на выходе из нее и четвертой степени диаметра  $d$  трубки и обратно пропорционален длине  $l$  трубки и коэфф.  $\mu$  вязкости:  $Q = k \frac{p-p_0}{l} d^4 = \frac{\pi}{128} \frac{p-p_0}{l} \frac{d^4}{\mu}$ . Ф-ла получена Ж. Пуазейлем (J. Poiseuille), а связь коэфф.  $k$  с коэфф. вязкости  $\mu$  была установлена позднее Дж. Стоксом (G. Stokes):  $k = \pi/(128\mu)$ .

П. з. применим только при ламинарном течении жидкости и при условии, что длина трубки превышает т. н. длину начального участка, необходимую для развития ламинарного течения в трубке. П. з. применяется для определения коэфф. вязкости различных жидкостей при различных темп-рах посредством капиллярных вискозиметров.

**ПУАССОНА ИНТЕГРАЛ** — 1) Интеграл вида

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) \frac{R^2 - r^2}{R^2 - 2Rr \cos(\theta - \varphi) + r^2} d\theta \equiv u(r, \varphi),$$

где  $r$  и  $\varphi$  — полярные координаты,  $\theta$  — параметр, меняющийся на отрезке  $[0, 2\pi]$ . П. и. выражает значения ф-ции  $u(r, \varphi)$ , гармонической внутри круга радиуса  $R$ , через ее значения  $f(\theta)$ , заданные на границе этого круга. Ф-ция  $u(r, \varphi)$  является решением задачи Дирихле для круга.

2) Несобственный интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}.$$

**ПУАССОНА КОЭФФИЦИЕНТ** — абсолютное значение отношения величины относительной поперечной деформации элемента тела к его относительной продольной деформации  $\mu_{yx} = \varepsilon_y/\varepsilon_x$  или  $\mu_{zx} = \varepsilon_z/\varepsilon_x$ , где  $\varepsilon_x, \varepsilon_y$  и  $\varepsilon_z$  — деформации по соответствующим осям (при растяжении образца вдоль оси  $x$  происходит сужение его поперечного сечения). Введен С. Пуассоном (S. Poisson). Для изотропного тела величина П. к. не меняется ни при перемене знака (когда растяжение заменяется сжатием), ни при перемене осей деформации, т. е.  $\mu_{xy} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = \mu$ . В анизотропных телах П. к. зависит от направления осей (т. е.  $\mu_{xy} \neq \mu_{yx} \neq \mu_{zx}$ ). П. к. связан с другими модулями упругости. Величина П. к. для большинства металлов близка к 0,3. С ростом напряжений П. к. обычно растет и при достижении предела текучести иногда оказывается равным 0,5. Чем ближе П. к. к 0,5, тем менее тело способно изменять свой объем при деформировании. Величину, обратную П. к., наз. пуассоновым числом.

**ПУАССОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** — специальный вид распределения вероятностей случайных величин. Подчиненная П. р. случайная величина  $\xi$  принимает только значения  $n = 0, 1, 2, \dots$ ; причем  $\xi = n$  с вероятностью  $P_n(\lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}$  ( $\lambda$  — параметр). Математич. ожидание:  $M\xi = \lambda$ , дисперсия:  $D\xi = \lambda$ , характеристич. ф-ция:  $\varphi(t) = \exp[\lambda(e^{it} - 1)]$ . Если случайные величины  $\xi_1$  и  $\xi_2$  имеют П. р. с параметрами  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и независимы, то их сумма имеет П. р. с параметром  $\lambda_1 + \lambda_2$ .

В качестве оценки неизвестного параметра  $\lambda$  по  $n$  независимым наблюдениям  $x_1, x_2, \dots, x_n$  случайной величины  $\xi$ , имеющей П. р., применяется  $\bar{x} = (x_1 + x_2 + \dots + x_n)/n$ . Это есть несмещенная состоятельная эффективная оценка (см. Оценки статистические).

В теоретико-вероятностных схемах П. р. может возникать как предельное и как точное распределение. П. р. возникает как предельное, напр. в след. задаче. Рассмотрим флуктуации малого числа  $n$  независимых частиц в объеме  $v$ , выделенном из полного объема системы  $V \gg v$ . Вероятность  $P(N, n)$  того, что в объеме  $v$  будет находиться  $n$  частиц из полного числа частиц  $N$ , определяется биномиальным распределением:  $P(N, n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}$ , где  $p = v/V$  — вероятность находиться в объеме  $v$  одной частице. Так как  $n \ll N$ , то, переходя к пределу при  $N \rightarrow \infty$  так, чтобы среднее число частиц  $\lambda = Np$  оставалось постоянным, получим П. р.  $P_n(\lambda) = \lim_{N \rightarrow \infty} P(N, n)$ .

Как точное П. р. появляется при рассмотрении случайных процессов для дискретной случайной величины  $\xi(t)$ , непрерывно зависящей от времени  $t$  (напр., число распадов радиоактивных ядер за время  $t$ ). Если события независимы и  $\lambda dt$  — вероятность произойти событию за интервал времени  $dt$ , то ф-ция  $P_n(t)$ , определяющая вероятность появления  $n$  событий за время  $t$ , удовлетворяет дифференциальному ур-нию  $\frac{\partial P_n(t)}{\partial t} = -\lambda P_n(t) + \lambda P_{n-1}(t)$  с начальными условиями  $P_n(0) = 0$ , если  $n \neq 0$  и  $P_0(0) = 1$ . Решение его приводит к П. р.  $P_n(t) = k^n e^{-k} / n!$ , где  $k = \lambda t$  при  $\lambda$ , не зависящем от времени  $t$ , и  $k = \int_0^t \lambda(\tau) d\tau$  при  $\lambda$ , зависящем от  $t$ .

П. р. часто используется в физике и технике для приближенного описания многих процессов, происходящих с малой вероятностью, напр. при вычислении вероятности числа вызовов за время  $t$  на телефонном

коммутаторе, при изучении каскадных ливней, вызываемых быстрыми электронами, при расчете шумов радиотехнич. устройств и т. д.

Лит.: 1) Х а л ь д А., Математическая статистика с техническими приложениями, пер. с англ., М., 1956, гл. 22; 2) С м и р н о в Н. В., Д у н и н - Б а р к о в с к и й И. В., Краткий курс матем. статистики для техн. приложений, М., 1959; 3) Л а н д а у Л., Л и ф ш и ц Е., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теор. физика, т. 4), § 112; 4) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd  $^{3/2}$ , В.—[u. a.], 1959, S. 544, 580; 5) А р л е й Н., Б у х К. Р., Введение в теорию вероятностей и математическую статистику, пер. с англ., М., 1951. Н. Плакида.

**ПУАССОНА СКОБКА** двух функций  $\varphi(x_i, p_i)$  и  $\psi(x_i, p_i)$  — выражение вида

$$\sum \left( \frac{\partial \varphi}{\partial p_i} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} - \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \frac{\partial \psi}{\partial p_i} \right) \equiv (\varphi, \psi),$$

где  $i = 1, 2, \dots, n$ . П. с. встречаются во многих вопросах теории дифференциальных ур-ний с частными производными 1-го порядка и аналитич. механики. Если  $\psi$ -ция  $u$  удовлетворяет ур-ниям  $X_1(u) = 0$

и  $X_2(u) = 0$ , где  $X_k(u) \equiv \sum_{i=1}^n a_{ki}(x_1, \dots, x_n) p_k$ ,

$p_k = \frac{\partial u}{\partial x_k}$ ,  $k = 1, 2$ , то она удовлетворяет и ур-нию

$(X_1(u), X_2(u)) = 0$ . Для П. с. имеет место соотношение  $((\varphi, \psi), \omega) + ((\psi, \omega), \varphi) + ((\omega, \varphi), \psi) = 0$ . Движение системы материальных точек описывается дифференциальными ур-ниями  $\frac{\partial x_k}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial p_k}$ ,  $\frac{\partial p_k}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x_k}$ ,

где  $x_k$  — координаты системы,  $p_k$  — импульсы, а

$H(t, x, p)$  —  $\psi$ -ция Гамильтона системы, т. е. ее полная энергия, выраженная через координаты и импульсы. Для любой дифференцируемой  $\psi$ -ции  $\varphi(t, x, p)$  выполняется соотношение  $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (H, \varphi)$ . Если  $\varphi(t, x, p) = C$  — интеграл этой системы, то  $\frac{d\varphi}{dt} + (H, \varphi) = 0$ . П. с. двух интегралов этой системы является постоянной или интегралом той же системы.

**ПУАССОНА СКОБКИ** (к в а н т о в ы е) — обобщение классических Пуассона скобок (СП) в квантовой механике. Можно показать, что такое обобщение на случай некоммутирующих динамич. переменных операторов  $U, V, \dots$ , сохраняющее основные свойства классических П. с., с необходимостью приводит к форме

$$\{U, V\}_q = \frac{1}{i\hbar} [U, V] = \frac{1}{i\hbar} (UV - VU), \quad (1)$$

где  $\{\dots\}_q$  — квантовые СП. Сравнение с опытом показывает, что  $\hbar$  следует выбрать равной Планка постоянной, деленной на 2 $\pi$ . Соответствия принцип требует, чтобы при переходе  $\hbar \rightarrow 0$  квантовые СП переходили в классические. Оказывается, что для многих динамич. систем, имеющих классич. аналоги, можно выбрать значение квантовых СП для координат и импульсов просто равным их классич. значению:

$$\{p_a, p_b\}_q = \{q_a, q_b\}_q = 0; \{p_a, q_b\}_q = \delta_{ab}. \quad (2)$$

С помощью СП в квантовой механике, как и в классической, записываются ур-ния движения. При этом в большинстве случаев (по крайней мере, если должным образом распорядиться порядком операторов) сохраняется форма ур-ний движения, имеющая место в классич. механике, — классические СП просто заменяются на квантовые:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \{H, U\}_q, \quad (3)$$

где  $H$  — гамильтониан.

По внешней форме квантовое определение СП (1) резко отличается от классического. Но любые две динамич. переменные  $U$  и  $V$  можно считать  $\psi$ -циями некоторого полного набора координат и импульсов;

тогда общие правила вычисления коммутаторов позволяют выразить (1) через СП базисных динамич. переменных (2). При этом получается:

$$\{U, V\}_q = \sum_a \left[ \frac{\partial U}{\partial p_a} \frac{\partial V}{\partial q_a} - \frac{\partial U}{\partial q_a} \frac{\partial V}{\partial p_a} \right], \quad (4)$$

т. е. классич.  $\psi$ -ла. Конечно, дифференцирование по некоммутирующим операторам  $p_a$  и  $q_b$  должно проводиться по определенным правилам.

Лит.: Д и р а к П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960.

**ПУАССОНА ТЕОРЕМА** — теорема теории вероятностей — частный случай *большого числа закона*: если в последовательности независимых испытаний вероятность появления события  $A$  в  $k$ -м испытании равна  $p_k$ , то

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P \left\{ \left| \frac{\mu}{n} - \frac{p_1 + p_2 + \dots + p_n}{n} \right| < \varepsilon \right\} = 1,$$

где  $\mu$  — число появления события  $A$  в первых  $n$  испытаниях.

**ПУАССОНА УРАВНЕНИЕ** — дифференциальное ур-ние с частными производными 2-го порядка:

$\Delta u \equiv \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 u}{\partial x_k^2} = f$ . Если  $\psi$ -ция  $f$  отлична от нуля лишь

в конечной области  $G$ , ограничена и имеет непрерывные частные производные 1-го порядка, то при  $n = 2$  частное решение П. у. выражается в виде логарифмич. потенциала:

$$v(P) = \frac{1}{2\pi} \iint_G f(A) \ln \frac{1}{r(A, P)} d\sigma,$$

а при  $n = 3$  в виде потенциала объемных масс:

$$v(P) = \frac{1}{4\pi} \iiint_G \frac{f(A)}{r(A, P)} d\tau,$$

где  $r(A, P)$  — расстояние между переменной точкой  $A$  интегрирования и точкой  $P$ . Решение *краевых задач* для П. у. сводится подстановкой  $u = v + w$  к решению краевых задач для Лапласа уравнения  $\Delta w = 0$ .

В. И. Витлоков.

**ПУАССОНА ФОРМУЛА СУММИРОВАНИЯ** —

формула для вычисления суммы ряда вида  $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(n)$ .

Если  $f(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi i y x} F(x) dx$  — Фурье преобразование (несколько иначе, чем обычно, нормированное)

$\psi$ -ции  $F(x)$ , то  $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(n) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} F(m)$  ( $m, n$  — целые).

Это и есть П.  $\psi$ . с.; она может быть записана в более общем виде: если  $\lambda > 0$ ,  $\mu > 0$   $\lambda\mu = 1$  и  $0 \leq t < 1$ , то

$$\sqrt{\mu} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i n t} f(n\mu) = \sqrt{\lambda} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} F(t\lambda + m\lambda).$$

Для справедливости этой  $\psi$ -лы достаточно, чтобы в каждом конечном интервале  $F(x)$  имела ограниченную вариацию; и для  $x \rightarrow +\infty$  и  $x \rightarrow -\infty$  выполнялось одно из условий: 1)  $F(x)$  — монотонна и абсолютно интегрируема; 2)  $F(x)$  — интегрируема и обладает абсолютно интегрируемой производной. П.  $\psi$ . с. позволяет в ряде случаев заменить вычисление суммы ряда вычислением суммы другого ряда, сходящегося быстрее первоначального. В. И. Витлоков.

**ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА** — прибор для наблюдения следов ионизирующих частиц, представляющий собой сосуд, наполненный к.-л. прозрачной перегретой жидкостью. П. к. сконструирована в 1952 г. Д. А. Глезером (1). Жидкость в П. к. находится при темп-ре, превышающей темп-ру кипения. От кипе-

ния жидкость удерживается высоким давлением, передаваемым на поршень или упругую мембрану, соприкасающуюся с жидкостью. Если внезапно понизить это давление, то жидкость окажется перегретой и в течение нек-рого времени (тем меньшего, чем сильнее перегрев) будет находиться в метастабильном состоянии. Если в этот период времени через камеру пройдет ионизирующая частица, то она вызовет резкое вскипание жидкости в узкой области вдоль своего следа и ее путь будет отмечаться цепочкой пузырьков пара. Рабочая жидкость камеры служит одновременно как мишенью для налетающих частиц, так и детектором реакций, возникающих при столкновении частиц с ядрами атомов рабочей жидкости.

Преимущества П. к. перед др. трековыми приборами: большая плотность рабочего вещества, что обеспечивает достаточно большое количество взаимодействий налетающих частиц с ядрами атомов рабочей жидкости; короткий рабочий цикл — до 0,1 сек; чрезвычайно малые турбулентные искажения; отсутствие фона от частиц, прошедших через П. к. до перевода жидкости в перегрето состояние, и пр.

Пусть жидкость находится в состоянии, характеризуемом темп-рой  $T$  и давлением  $P$ . Жидкость будет перегрета, если  $P < P_\infty$  ( $P_\infty$  — давление насыщенных паров, соответствующее темп-ре  $T$ ). Если при этом в жидкости возникнет к.-л. образом пузырек пара, то его дальнейшая судьба будет существенно зависеть от его радиуса, т. к., кроме давления  $P$ , на него со стороны жидкости действуют еще силы поверхностного натяжения, эквивалентные давлению  $P_{пов} = 2\sigma/r$ , где  $\sigma$  — коэфф. поверхностного натяжения. Пузырек будет расти только в том случае, если  $P_\infty > P + P_{пов}$ , т. е. если радиус пузырька  $r_{кр}$ , определяемого из равенства  $P_\infty = P + P_{пов}$ , откуда  $r_{кр} = 2\sigma/(P_\infty - P)$ . При  $r < r_{кр}$  пузырек будет сокращаться и исчезнет.

Зародышевые пузырьки с  $r > r_{кр}$  создаются за счет энергии, теряемой ионизирующей частицей при прохождении через жидкость. Перегрев жидкости достигается резким сбросом давления от начального  $P_0 > P_\infty$  до нек-рого значения  $P_H < P_\infty$ . При слишком больших перегревах становится заметной вероятность образования пузырьков с  $r > r_{кр}$  за счет тепловых флуктуаций. В этом случае жидкость вскипает сразу по всему объему, образуется «туман» (область абс.

зуюмом темп-рой  $T$  и давлением  $P_0$  (точка  $A$ ). Если снизить давление до значения, соответствующего точке  $B$ , то жидкость закипит на деталях камеры, однако вскипания на следах частиц не произойдет. При сбросе давления до  $P_H$  (точка  $C$ ) жидкость будет вскипать на следах частиц. При еще большем снижении давления (точка  $D$ ) жидкость вскипит по всему объему и треков будет не видно. Рабочая область  $P_H$  и  $T$  на рис. заштрихована. Ее левая граница определяется началом чувствительности, правая — соответствует началу области абс. неустойчивости. О методе вычисления положения этой границы (на основе ур-ния Ван-дер-Ваальса) см. [2].

Механизм образования зародышевых пузырьков еще не ясен. Существуют 2 варианта теории этого явления: электростатический (образование зародышевых пузырьков за счет свободных зарядов, появляющихся при ионизации молекул жидкости) и тепловой (образование зародышевых пузырьков за счет дополнит. перегрева жидкости вдоль следа частицы) [3]. Кроме того, делаются попытки создать комбинированный вариант. На практике удобно пользоваться приближенным соотношением для рабочих темп-р:  $T_{раб} = T_{кип} + 0,75(T_{кр} - T_{кип})$ ;  $T_{кип}$  — темп-ра кипения жидкости при 1 атм.

Важная характеристика П. к. — скорость роста пузырьков, т. к. ею определяется требования к пучкам частиц и к системе освещения и от нее зависит величина турбулентных искажений. Теоретич. оценки показывают, что радиус пузырька  $r \sim t^{1/2}$  мсек ( $t$  — время роста пузырька). Для водородной камеры Альварец эмпирически нашел  $t_{кип} \approx 0,21t^{1/2}$ . Дальнейшие уточнения (11) показали, что  $\tau \approx 0,21t^{1/2}$ . Время роста пузырьков до удобных для фотографирования размеров — 1–10 мсек. Время жизни зародышевых пузырьков очень мало: по экспериментальным данным оно  $< 10^{-7}$  сек; оценки на основе тепловой теории дают величину  $< 10^{-10}$  сек. Т. к. время сброса давления практически нельзя сделать меньше 1 мсек, то малость времени жизни зародышевых пузырьков приводит к невозможности создания управляемой П. к. Однако этот факт имеет и положит. сторону — в П. к. отсутствует фон от частиц, прошедших через камеру до расширения.

Очень широко применяется П. к. при работе с ускорителями, к-рые дают частицы высокой энергии короткими и частыми импульсами. Начало цикла расширения можно согласовать с моментом входа частиц в камеру.

Рабочие жидкости П. к. определяется кругом поставленных физ. задач и соображениями удобства (не слишком высокие  $T_{кр}$  и  $P_{кр}$ , прозрачность, хим. устойчивость, неядовитость, взрывоопасность, минимальная хим. активность и т. д.). Наиболее широко применяется жидкий водород, позволяющий наблюдать в чистом виде взаимодействия энергичных частиц с протонами [4]. Вторая по распространенности жидкость — пропан  $C_3H_8$  [5]. В пропановой П. к. содержится большее количество свободных протонов, чем в водородной, и она гораздо удобнее в работе; однако из-за примеси ядер  $S$  анализ экспериментальных данных, полученных с помощью пропановой П. к., значительно сложнее. Третье по распространенности место занимает семейство фреонов (фреон-13 —  $CClF_3$ , фреон-12 —  $CCl_2F_2$ , бромистый фреон —  $CBF_3$  и т. д.) [6]. В задачах, где требуется высокая эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов и высокая плотность вещества, удобны Хе,  $SBF_3$ , а в больших камерах — фреон-13 и фреон-12. Достоинства фреонов: безвредны, невзрывоопасны, дешевы; из них можно составлять смеси, работающие при комн.

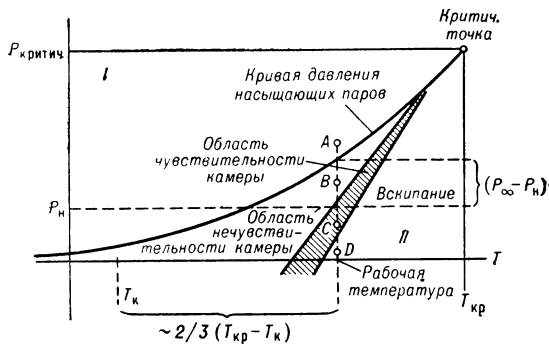


Рис. 1. Зависимость состояния жидкости в П. к. от темп-ры и давления.

неустойчивости жидкости). На рис. 1 схематически показаны характеристики жидкостей, применяемых в П. к. Область I, лежащая выше кривой давления насыщенных паров, соответствует нормальному состоянию жидкости, область II, лежащая ниже этой кривой, — перегретому состоянию. Пусть П. к. в начальный момент времени находится в состоянии, характери-



темп-ре; обладают сравнительно высокой плотностью (отсюда большая тормозная способность и высокая эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов). В физич. задачах, где необходимы частицы-мишени со спином 0, удобны гелиевая камера и камера с  $\text{CO}_2$ .

Кроме чистых жидкостей, в П. к. могут применяться пересыщенные растворы газов в жидкостях [7,8]. Очень удобны смеси жидкость — жидкость, позволяющие создать камеры, работающие при комнатной темп-ре [9]. Применяются смеси пропан — ксенон [10] и пропан — бромистый фреон [11], в к-рых имеется достаточное количество свободных протонов, а также тяжелых ядер. Благодаря этому в них можно в чистом виде наблюдать взаимодействие падающих частиц с протонами и с хорошей эффективностью регистрировать возникающие при этом  $\gamma$ -кванты.

Конструкция и П. к. По конструкции П. к. делятся на 2 класса: «чистые» и «грязные». «Чистыми» наз. П. к., в к-рых перегретая жидкость соприкасается только с гладкими стеклянными поверхностями и в к-рых отсутствуют к.-л. источники паразитных вскипаний. Корпуса таких П. к. изготавливаются целиком из стекла, а расширит. устройство либо заполнено к.-л. другой жидкостью, не закипающей при данном сбросе давления, либо охлаждено до темп-ры, при к-рой рабочая жидкость не закипает при данном  $P_H$ . «Чистые» П. к. характеризуются большими временами чувствительности (до 1 мин и более) и меньшими размерами (не больше неск. сотен  $\text{см}^3$ ). Они часто применялись в начальной стадии развития методики П. к., но теперь почти не применяются из-за невозможности получения больших рабочих объемов.

Корпуса «грязных» камер изготавливаются из металла, а для освещения и фотографирования имеются стеклянные смотровые окна. В «грязных» камерах перегретая жидкость непосредственно соприкасается с такими источниками паразитных вскипаний, как прокладки между стеклом и корпусом, шероховатости корпуса, мембраны или поршни для сброса давления и т. д. Такие камеры могут иметь очень большие размеры (вплоть до 1000 л) и характеризуются относительно короткими временами чувствительности — не более неск. десятков мсек.

На рис. 2 схематически изображена металлич. П. к. с устройствами для стабилизации и регулировки нижнего давления  $P_H$  [12]. Объем  $A$  заполнен пропаном. Объем  $B$ , ограниченный металлич. частями камеры и мембранами 5, 7 и 13, заполнен водой. Когда внешнее давление не подано (открыт клапан 8), мембрана 5 находится в среднем положении, а мембраны 7 и 13 прижаты к соответствующим решеткам. Уровень сброса давления  $P_H$  задается давлением газа в объеме  $B$ . Работает П. к. след. образом. Через впускной электромагнитный клапан 11 к мембране 7 подается к.-л. газ под высоким давлением. Через воду это давление подается к мембранам 5 и 13; мембрана 13 отходит к решетке, а мембрана 5 поджимает рабочую жидкость. Паровая фаза полностью конденсируется, после чего камера готова к расширению. За нек-рое время до прохождения частиц через П. к. открывается выхлопной клапан 8. Это время выбирается таким, чтобы к моменту пролета частиц П. к. давление успело стать равным давлению  $P_H$  газа в объеме  $B$ . Через нек-рое время, когда пузырьки успеют вырасти до достаточно больших размеров, на импульсные осветит. лампы подается поджигающий импульс и производится фотографирование. Давление в П. к. остается равным  $P_H$  до тех пор, пока в результате закипания жидкости в камере мембрана 13 не будет прижата к опорной решетке. Все это время П. к. обладает постоянной чувствительностью до ионизирующим частицам. Давление

контролируется емкостным манометром 6, позволяющим осциллографировать изменение давления во время рабочего цикла. Типичная кривая давления для камер этого типа показана на рис. 3. На кривую наложены также импульсы от частиц и импульс, соответствующий моменту фотографирования (поджигающий импульс). Метод сброса давления до регулируемого уровня [5, 12] очень удобен для быстрой регулировки чувствительности и для

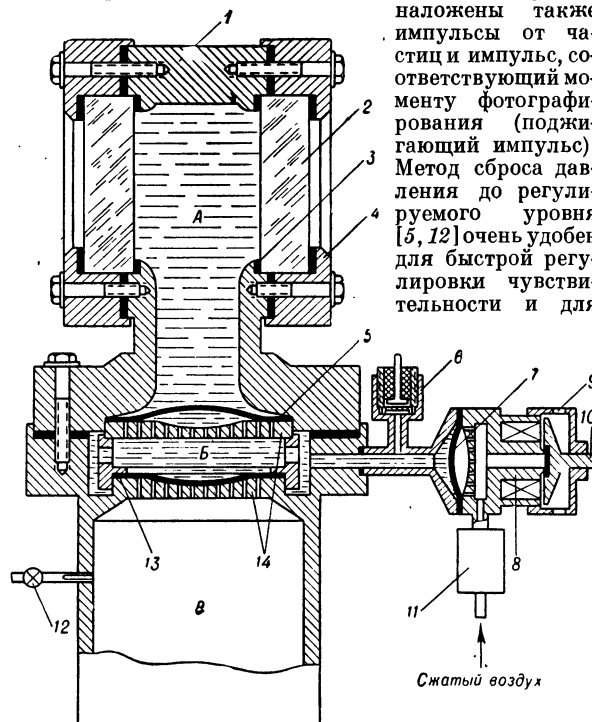


Рис. 2. Металлич. камера с устройством для стабилизации и регулировки нижнего давления  $P_H$ : 1 — корпус; 2 — смотровое стекло; 3 — прокладки; 4 — прижимной фланец; 5, 7, 13 — мембраны; 6 — емкостный манометр; 8 — выхлопной клапан; 9 — выходное отверстие выхлопного клапана; 10 — закрывающий грибок выхлопного клапана; 11 — впускной клапан; 12 — вентиль для регулировки нижнего давления  $P_H$ ; 14 — опорные решетки.

выбора оптимального режима и обеспечивает время стабильной чувствительности 30—40 мсек, в то время как для камер без ограничивающего устройства это время 5—10 мсек.

При конструировании водородных П. к. возникают специфич. трудности, связанные с использованием материалов при низких темп-рах и с необходимостью хорошей теплозащиты. На рис. 4 приведен продольный разрез водородной П. к. [13]. Камера помещена в вакуумном корпусе 1. Вокруг цилиндрич. рабочего объема 2 концентрически располагается водородная баня, сообщаемая с помощью трубок (не показанных на рис.) с резервуаром 6, к-рый

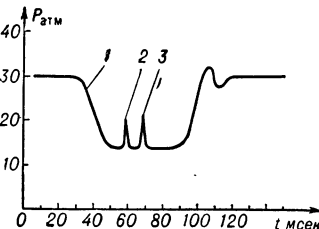


Рис. 3. Типичная кривая изменения давления в течение рабочего цикла в П. к. с ограничением по давлению: 1 — кривая давления; 2 — импульс от частиц; 3 — поджигающий импульс.

заполняется жидким водородом через зажим 10. Регулирующий клапан 14 поддерживает автоматически давление в водородной бане с точностью до неск. сотых атм. Рабочий объем заполняется через трубку в верхней части камеры, запирающуюся пневматич. гелиевым клапаном 4, служащим и клапаном аварийного сброса

давления. Гелиевая линия контролируется электромагнитным клапаном 13. Перед заполнением водород очищается в ловушке с активированным углем 9, освобождается от механич. примесей в фильтре 11 и охлаж-

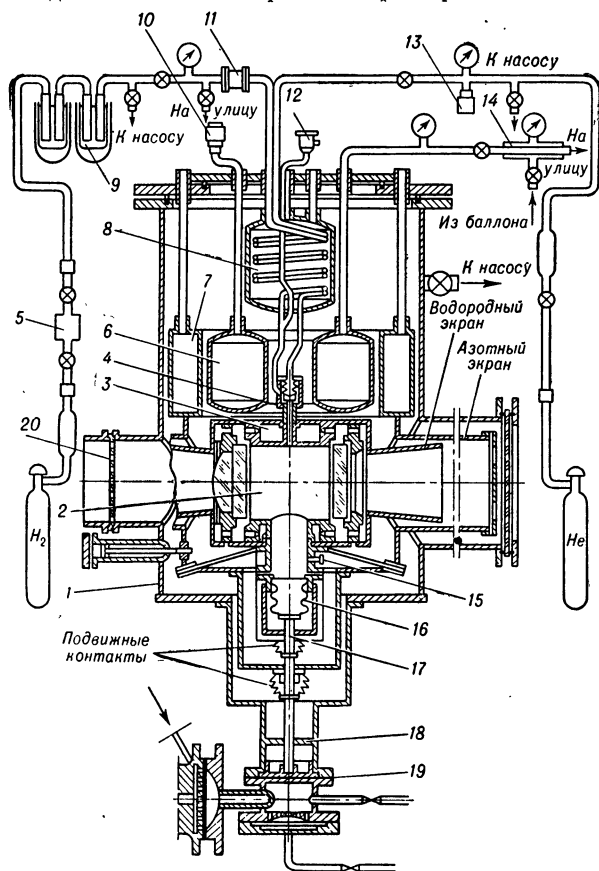


Рис. 4. Водородная пузырьковая камера.

дается жидким азотом в резервуаре 8. На водородной линии — предохранит. клапан 12. К нижней части камеры крепится сифонное расширение устройства 16. Трубчатый штوك 17 соединяет глухое днище сиффона с поршнем гидравлич. привода; 19 — резиновая мембрана; 18 — ограничитель хода. Для уменьшения нагрева камеры тепловым излучением боковые стенки закрыты конич. медными радиационными экранами. 15 — емкостной измеритель давления. Все детали камеры, находящиеся при темп-ре жидкого водорода, окружены радиационным экраном 7, охлаждаемым до темп-ры жидкого азота; 20 — предохранит. клапан (на рис. он условно повернут на 90°). Описанная П. к. имеет сравнительно небольшие размеры. В наст. время созданы водородные П. к. с линейными размерами до 2 м.

Рабочие характеристики П. к. — рабочие значения темп-ры и давления и временные характеристики рабочего цикла. В процессе работы темп-ра камеры поддерживается на постоянном уровне с точностью ~ 0,1° термостатами или к.-л. др. автоматич. терморегулирующими устройствами.

Кoeff. расширения  $\Delta V/V$  для большинства жидкостей 2—3%. Для H  $\Delta V/V = 1,8\%$ , для He 0,5—1% (все данные относятся к  $P_H = 1 \text{ атм.}$ ). Для большинства режимов, в к-рых хорошо чувствуется ионизация,  $P_H = 10\text{--}15 \text{ атм.}$  (это не относится, конечно, к водородным, дейтериевым и гелиевым П. к.).

Длительность рабочего цикла П. к. определяется циклом ускорителя, на пучках к-рого экспонируется данная камера. Минимальная длительность цикла определяется временем выдержки камеры со сброшенным давлением и временем поджата. Если эти времена велики, то пузырьки, образовавшиеся на деталях камеры и на следах частиц, успеют всплыть в верхнюю часть камеры. При этом происходит перенос тепла снизу вверх, т. к. теплота испарения, поглощенная пузырьками внизу, выделяется ими при захлопывании наверху. Этот эффект очень существенно увеличивает длительность рабочего цикла (до 1—2 мин). Для его нейтрализации необходимо ускорить процесс захлопывания пузырьков. В хорошо налаженных больших (100 л) П. к. времена сброса составляют 10—15 мсек, время выдержки со сброшенным давлением (в камерах с ограничением по давлению) 5—40 мсек, время поджата 15—20 мсек. При таких временах вышеуказанный эффект не наблюдается. Достигнутая минимальная длительность рабочего цикла — прибл. 0,1 сек [6]. Эта величина близка, по-видимому, к предельной, т. к. при дальнейшем уменьшении времени между двумя последоват. расширениями теплота конденсации, выделяемая при захлопывании пузырька, не успевает рассеяться, и жидкость при след. расширении вновь вскипает в этом месте [14].

Время роста пузырьков до пригодных для фотографирования размеров — от 0,5 мсек для водородных П. к. до 10—15 мсек для ксеноновых и фреоновых. В «чистых» П. к. пузырьки растут значительно быстрее, за неск. мксек. Это связано, по-видимому, с тем, что в «чистых» камерах рабочие темп-ры значительно ниже, а величины сброса давления больше, чем в «грязных» камерах.

Физические измерения в П. к. Практически все П. к. помещаются в магнитном поле. В П. к. с легкими жидкостями, такими, как водород и пропан, импульс частицы  $p$  определяют по радиусу кривизны  $\rho$  следа частицы в магнитном поле  $B$  по ур-нию  $B\rho = 3,35 \times 10^3 p \sin \Phi \text{ э.с.м.}$ , где  $p = |p|$  — импульс частицы в  $\text{Мэв/с.}$ , а  $\Phi$  — угол между направлением магнитного поля и импульсом [15].  $\rho$  можно определять по стреле прогиба  $\delta$ :

$$\delta \approx x^2/(8\rho) = x^2 B/(26,8 \cdot 10^3 p \sin \Phi),$$

где  $x$  — длина рассматриваемого участка следа частицы. Если  $\epsilon$  — наименьшее измеримое значение стрелы прогиба, то ошибка в измерении импульса равна:

$$|\Delta p/p| = |\Delta \rho/\rho| = 26,8 \cdot 10^3 p \epsilon \sin \Phi/x^2 B.$$

Ошибка, вносимая многократным кулоновским рассеянием, равна  $|\Delta p/p| = 5,7 \cdot 10^4 \beta B (xX_0)^{1/2}$ , где  $B$  — в  $\text{гс.}$ , а  $x$  и  $X_0$  (радиационная длина) — в  $\text{см.}$

На основании гипотезы об образовании зародышевых пузырьков остановившимися  $\delta$ -электронами было найдено [12, 16], что зависимость плотности следа частицы от ее скорости  $\beta = v/c$  и заряда  $Z$  имеет вид  $g = g_0 Z^2/\beta^2$ . Измерение скорости частиц по плотности следов пока не получило широкого распространения. В основном, пользуются визуальной оценкой ионизации для различения таких, напр., резко отличающихся друг от друга по плотности следов частиц, как протонов и л-мезонов, имеющих одинаковые пробег. При отсутствии магнитного поля импульс частиц оценивают по многократному кулоновскому рассеиванию.

Обработка фотоснимков. Следы частиц в П. к. фотографируются с помощью 2-, 3- или 4-объективных стереофотоаппаратов. О различных способах освещения П. к. см., напр., [14]. Пузырьки обычно получают в виде белых точек на черном фоне. Первичными данными, получаемыми в результате каждого рабочего цикла П. к., являются два или неск. стереофотоснимков. Типичные снимки частиц

в П. к. можно найти, напр., в ст. *Гипероны, К-мезоны* и др. После просмотра стереоснимков и отбора интересных событий производится обмер координат событий на стереоснимках, с целью дальнейшего вычисления пространств. картины событий. Поскольку для выполнения того или иного физ. исследования просматриваются сотни тысяч стереоснимков и объем измерений, как правило, очень велик, разработаны полуавтоматич. устройства для измерения и записи координат точек на стереоснимках. Записанная информация вводится в быстродействующие электронные вычислительные машины, где производится вычисление пространств. координат и кинематич. анализ событий. Разработаны сложные стандартные программы анализа экспериментальных данных. Все это в десятки раз повышает скорость обработки данных, получаемых с помощью П. к.

Лит.: 1) Glaser D. A., «Phys. Rev.», 1952, v. 87, № 4, p. 665; 1953, v. 91, № 3, p. 762; 2) Spiegler P. [a. o.], «Rev. Sci. Instrum.», 1963, v. 34, № 3, p. 308; 3) Pless I. A., P. and R. J., там же, 1956, v. 27, № 11, p. 935; 4) Hildebrand R. H., Nagle D. E., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 2, p. 517; 5) Блинов Г. А. [и др.], «ДАН СССР», 1954, т. 99, № 6, с. 929; 6) Кузнецов Е. В. [и др.], «ЖЭТФ», 1956, т. 31, вып. 5, с. 911; 7) Argan P. E., Gigli A., «Nuovo cimento», 1956, v. 3, № 5, p. 1171; 8) Good R. H., «Phys. Rev.», 1957, v. 107, № 4, p. 1201; 9) Блинов Г. А. [и др.], «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 6, с. 1572; 10) Шаламов Я. Я., Шебанов В. А., «ПТЭ», 1960, № 3, с. 141; 11) Bloch M. [a. o.], «Rev. Sci. Instrum.», 1961, v. 32, № 12, p. 1302; 12) Блинов Г. А., Крестников Ю. С., Ломанов М. Ф., «ЖЭТФ», 1956, т. 31, вып. 5, с. 762; 13) Колганов В. З. [и др.], «ПТЭ», 1958, № 1, с. 31; 14) Кузнецов Е. В., «УФН», 1958, т. 64, вып. 2, с. 361; 15) Багд Д., там же, 1961, т. 74, вып. 4, с. 675; 16) Fabian V. N. [a. o.], «Rev. Sci. Instrum.», 1963, v. 34, № 5, p. 484. Е. В. Кузнецов.

**ПУРКИНЕ ЯВЛЕНИЕ** (Пуркинъе явление) — кажущееся изменение яркости различно окрашенных предметов при изменении их освещенности. Названо по имени Я. Пуркине (J. Purkyně). При дневных освещенностях ( $>10^2$  лк) в глазе функционируют в основном колбочки, максимум чувствительности к-рых лежит ок.  $0,56 \mu$  (см. *Видности кривая*). При сумеречных освещенностях ( $<10^{-2}$  лк) работают только палочки, кривая видности к-рых сдвинута на  $\sim 0,05 \mu$  к коротковолновому концу спектра. Соответственно красная и голубая поверхности, к-рые днем представляются одинаково яркими, в сумерках стазовятся: красная — почти черной, голубая — почти белой. См. также *Цветное зрение*.

**ПЬЕЗА** (па, р) — единица давления в МТС системе единиц. П. численно равна давлению, производимому силой в 1 стен, равномерно распределенной на площади  $1 \text{ м}^2$ .

$1 \text{ па} = 10^3 \text{ н/м}^2 = 1,02 \cdot 10^{-2} \text{ ат} = 10^4 \text{ дин/см}^2$ .

**ПЬЕЗОКВАРЦ** — см. *Пьезоэлектрические материалы, Кварц*.

**ПЬЕЗОКВАРЦЕВАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ** высокочастотных генераторов основана на пьезоэлектрич. свойствах кристаллов кварца, которые при определенной обработке представляют собой электромеханическую колебат. систему с высокой добротностью. Включенный в схему высокочастотного генератора, кварц навязывает последнему свою частоту и стабильность (см. *Кварцевый генератор, Пьезоэлектрический резонатор*).

**ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМ** (пьезомагнитный эффект) — возникновение в веществе спонтанного магнитного момента при наложении упругих напряжений.

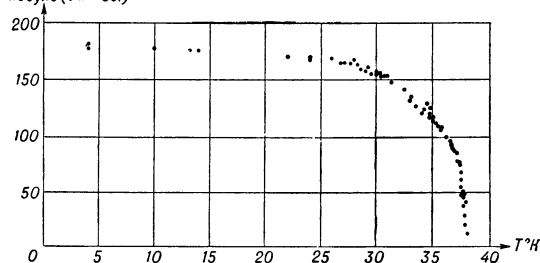
Термодинамич. рассмотрение П. основывается на изучении в разложении термодинамич. потенциала  $\Phi$  членов, стоящих под знаком суммы  $\Phi = \Phi_0 - \sum \Delta_{ijk} H_i \sigma_{jk}$ . Здесь  $H_i$  — магнитное поле,  $\sigma_{jk}$  — компоненты тензора упругих напряжений. Если все преобразования симметрии данного кристалла оставляют инвариантным хотя бы один из этих членов, то

соответствующий коэфф.  $\Delta_{ijk}$  будет отличен от нуля и в кристалле возникнет пьезомагнитный момент  $m_i = -\partial\Phi/\partial H_i = \Delta_{ijk} \sigma_{jk}$ , зависящий от напряжений.

Вопрос о принципиальной возможности П. связан с отысканием кристаллографич. классов, в к-рых преобразования симметрии оставляют инвариантным хотя бы один из членов  $\Phi$  [1] (при этом следует учитывать дополнительный для магнитных кристаллов элемент симметрии  $R$ , заключающийся в изменении знаков магнитных полей и моментов на обратные [2]; см. *Магнитная симметрия*). Группа симметрии любого парамагнитного или диамагнитного кристалла содержит преобразование  $R$  само по себе, и поэтому возникновение отличного от нуля спонтанного момента здесь невозможно. В веществах, обладающих магнитной структурой (*ферромагнетики* и *антиферромагнетики*),  $R$  входит только в комбинациях с др. элементами симметрии, поэтому в принципе такие вещества могут быть пьезомагнитными [3, 4]. П. сравнительно мал и практически может быть обнаружен только в антиферромагнетиках, к-рые не обладают в норм. условиях макроскопич. спонтанным моментом. Теоретич. исследование магнитной симметрии известных антиферромагнетиков позволило Дзялошинскому [5] найти среди них ряд веществ ( $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeCO}_3$ ,  $\text{MnF}_2$ ,  $\text{CoF}_2$ ,  $\text{FeF}_2$ ), в к-рых должен наблюдаться П. В настоящее время известен вид пьезомагнитных тензоров для всех классов магнитной симметрии [6, 7]. П. в антиферромагнетиках тесно связан с явлением *слабого ферромагнетизма*. Так же, как этот последний, пьезомагнитный момент может быть направлен перпендикулярно к направлению спонтанной намагниченности подрешеток или параллельно ему. В первом случае возникновению П. соответствует поворот векторов намагниченности подрешеток. Продольный эффект связан с изменением  $g$ -факторов ионов подрешеток [8].

Экспериментально П. был обнаружен в 1959 г. в антиферромагнитных кристаллах  $\text{MnF}_2$  и  $\text{CoF}_2$  [9]. В этих кристаллах в соответствии с соображениями симметрии отличны от нуля только три компонента пьезомагнитного тензора:  $\Lambda_{xyz} = \Lambda_{yxz}$  и  $\Lambda_{zxy}$ . Найдены следующие значения этих коэфф. для  $\text{CoF}_2$  при темп-ре  $T = 20,4^\circ \text{ К}$ :  $\Lambda_{xyz} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ гс} \cdot \text{см}^2/\text{кг} \cdot \text{Г}$  и  $\Lambda_{zxy} = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ гс} \cdot \text{см}^2/\text{кг} \cdot \text{Г}$ . В случае  $\text{MnF}_2$  эффект оказался примерно в 100 раз меньше. Такого же порядка, как для  $\text{CoF}_2$ , П. был обнаружен на кристаллах антиферромагнитного  $\text{FeCO}_3$  [10]. В этом случае отличны от нуля коэфф.  $\Lambda_{yxz} = -\Lambda_{xyz}$  и  $\Lambda_{yxz} = -2\Lambda_{xxx} = 2\Lambda_{xxy}$ .

Модуль (отн. ед.)



Темп-рная зависимость пьезомагнитного модуля  $\Lambda_{zxy}$  для  $\text{CoF}_2$  [10] приведена на рис. Она следует качественно тому же закону, что и намагниченность подрешеток. Ввиду своей малости П. пока не нашел практического применения, однако его изучение представляет интерес для выяснения особенностей магнитных структур. В частности, с его помощью можно исследовать доменную структуру антиферромагнетиков. Из ф-лы для  $\Phi$ , кроме того, видно, что пьезомагнитные кристаллы должны обладать линейной магнитострикцией. Компоненты тензора деформаций  $u_{jk}$  линейно

связаны с магнитным полем:  $u_{jk} = \Lambda_{ijk} H_i$ . Коэфф. пропорциональности здесь — те же компоненты пьезомагнитного тензора. Следует подчеркнуть, что этот эффект принципиально отличается от гораздо большей квадратичной магнитострикции ферромагнетиков, а также от квадратичной парамагнитной стрикции. В случае  $\text{CoF}_2$  линейная магнитострикция наблюдалась экспериментально [11] и ее величина, в соответствии с приведенным выше значением пьезомагнитного модуля, составляет  $\sim 10^{-9}$  на гаусс.

Лит.: 1) Voigt W., Lehrbuch der Kristallphysik, Lpz.—В., 1928; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теор. физика, т. 4); 3) Тавгер В. А., Зайцев В. М., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 3, с. 564; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 5) Дзялошинский И. Е., «ЖЭТФ», 1957, т. 33, вып. 3, с. 807; 6) Тавгер В. А., «Кристаллография», 1958, т. 3, вып. 3, с. 342; 7) Le Corge Y., «J. phys. et radium», 1958, т. 19, p. 750; 8) Morigu T., «Phys. Chem. Solids», 1959, v. 11, p. 73; 9) Боровик-Романов А. С., «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 4, с. 1088; 10) Borovik-Romanov A. S., Alexanjan G. L., Rudashevskij E. G., в сб.: Internat. conference on magnetism and crystallog., Kyoto, 1961 (см. тезисы докл. конф., прилож.); 11) Borovik-Romanov A. S., Javelov V. E., Physics and techniques of low temperatures. Proceedings of the 3 regional conference, held in Prague, 1963, Prague, 1964.

А. С. Боровик-Романов.

**ПЬЕЗОМЕТР** — экспериментальное устройство для определения объемной сжимаемости газов, жидкостей и твердых тел под действием гидростатич. давления (практически в изотермич. условиях).

По принципу работы П. подразделяют на следующие два типа: 1) П., в к-рых масса  $M$  исследуемого вещества постоянна, а его объем  $V$  изменяется с изменением давления  $p$  и темп-ры  $T$ . Устройства с П. этого типа применяют для определения сжимаемости газов, жидкостей и твердых тел; при этом измеряют изменение  $V$  с  $p$  ( $T$  обычно поддерживается постоянной). 2) П., в к-рых масса  $M$  — переменная величина, а объем сосуда с исследуемым веществом в процессе эксперимента не изменяется (с точностью до деформации П. под действием  $p$ ). Для исследования сжимаемости твердых тел и жидкостей, обладающих значит. вязкостью, П. второго типа не применяются. При работе с этими П. измеряют  $p$ , а массу исследуемого вещества определяют после каждого подъема давления (напр., взвешиванием или измерением объема газа или жидкости при нормальных условиях).

Измерения  $p$ — $V$ — $T$  данных с помощью П. могут производиться как абс., так и относит. (дифференциальным) методами. В последнем случае эталонными (опорными) веществами для газов, жидкостей и твердых тел обычно служат соответственно азот, ртуть, железо или золото. Один из наиболее универсальных — метод измерения сжимаемости по перемещению поршня. Схема такого П. дана на рис. Исследуемое вещество 3, окруженное средой 4, передающей давление, сжимается в канале П. 2 поршнем 1 (способы получения высокого давления см. Давления высокие). Сжимаемость вещества определяется по значениям  $V$  при соответствующих  $p$ . Таким способом были определены сжимаемости твердых тел до давлений  $\sim 100\,000$  кгс/см<sup>2</sup>; в П. других конструкций был охвачен существенно меньший диапазон давлений (до 10—30 тыс. кгс/см<sup>2</sup>). В ряде случаев средой, передающей давление, может служить само исследуемое вещество.

Конструкции П. см. [1—3]; историч. сведения — [1].

В технике физич. эксперимента при высоких давлениях П. называют также устройства для измерения

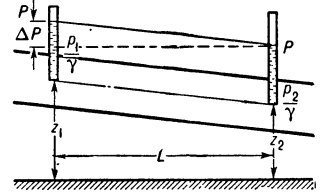
линейной деформации твердых тел под действием гидростатич. давления.

Лит.: 1) Бриджмен П. В., Физика высоких давлений, пер. с англ., М.—Л., 1935; его же, Новейшие работы в области высоких давлений, пер. с англ., М., 1948; 2) Циклис Д. С., Техника физико-химических исследований при высоких давлениях, 2 изд., М., 1958; 3) Корнфельд М. О., «УФН», 1954, т. 54, вып. 2, с. 315.

**ПЬЕЗОМЕТРИЧЕСКИЙ УКЛОН** — падение пьезометрической линии на единицу длины потока (обозначения см. рис.):

$$I_p = \frac{\Delta P}{L} = \frac{(z_1 + p_1/\gamma) - (z_2 + p_2/\gamma)}{L}$$

Пьезометрич. линией наз. линия  $P$ — $P$ , соединяющая уровни жидкости в пьезометрах, установленных в потоке жидкости. П. у. — следствие изменения пьезометрич. давления в различных сечениях потока, к-рое может происходить как вследствие потерь энергии, так и в результате изменения площади живого сечения. Обычно П. у. направлен



в сторону движения, но в нек-рых случаях, когда живые сечения потока по течению увеличиваются (напр., в диффузорах) в результате перехода кинетич. энергии в потенциальную, П. у. могут иметь направление, обратное движению.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ** — кристаллы и поликристаллич. вещества с хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами (см. Пьезоэлектричество), применяемые для изготовления пьезоэлементов для пьезоэлектрических преобразователей. Электромеханич. активность П. м. характеризуют матрицей пьезомодулей  $d_{ik}$ ; матрица диэлектрич. проницаемостей  $\epsilon_{ik}$  и тангенс угла электрич. потерь  $\text{tg}\delta$  определяют емкость и электрич. потери пьезоэлемента; матрица упругих постоянных  $c_{ik}$  и плотность  $\rho$  характеризуют механич. свойства П. м. (для краткости в дальнейшем условно применяются не тензорные, а скалярные обозначения характеристик П. м., подразумеваемая в необходимых случаях тензорные индексы у встречающихся величин). Упругие свойства пьезоэлемента зависят от его электрич. режима, а диэлектрич. проницаемости — от механич. состояния (зажатый или свободный кристалл) [2, 3]. При выборе П. м. и определении условий, при к-рых они используются с максимальной эффективностью, следует принимать во внимание, что свойства П. м. существенно зависят от ориентации среза кристалла по отношению к его кристаллографич. осям, а также от характера нанесения электродов и взаимного направления электрич. полей и механич. напряжений в пьезоэлементе.

Основные характеристики П. м., определяющие свойства выполненных из них пьезоэлектрических преобразователей: 1)  $K = d\sqrt{4\pi c/\epsilon}$  — коэффициент электромеханической связи; 2)  $(dc)^2$  определяет отношение механич. мощности пьезоэлемента на частоте резонанса к квадрату напряженности электрич. поля в нем; 3)  $K^2/\text{tg}\delta$ , от к-рого зависит КПД преобразователя; 4)  $dc/\sqrt{\epsilon c_{зв}}$  и  $d\sqrt{c_{зв}}/\sqrt{\epsilon}$  определяют удельную чувствительность приемника соответственно в области резонанса и на низких частотах ( $c_{зв}$  — скорость звука в П. м.). В табл. приведены характеристки нек-рых наиболее употребительных П. м.

При практич. применении П. м. в зависимости от их назначения к ним предъявляются спец. требования: высокая механическая и электрич. прочность, малая температурная зависимость характеристик, высокая механич. добротность, влагостойкость и т. д. Тем-

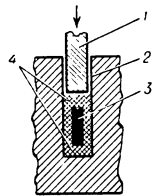


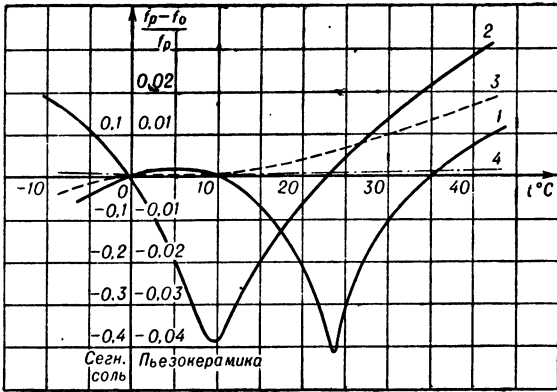
Схема пьезометра для исследований при высоких давлениях: 1 — поршень, титановый пригнанный к стенкам канала; 2 — исследуемое вещество; 3 — среда, передающая давление

пературные зависимости резонансной частоты пьезоэлементов, выполненных из нек-рых П. м., приведены на рис.

Применяемые П. м. могут быть разбиты на две группы: 1) пьезоэлектрич. монокристаллы, встречающиеся в виде природных минералов или искусственно выращиваемые (кварц, дигидрофосфат аммония, сегнетова соль и др.); 2) пьезокерамика — поликристаллические сегнетоэлектрич. твердые растворы,

торы (см. *Кварцевый генератор*). В лабораторной технике применяются кварцевые излучатели и приемники ультразвука ввиду высокой стабильности их свойств. Дигидрофосфат аммония — искусственно выращиваемый сегнетоэлектрич. кристалл, химически стоек до +130°С (точка плавления), обладает сравнительно сильно выраженным пьезоэффектом ( $K = 0,3\%$ ) и малой плотностью, однако недостаточно механически прочен. Сегнетова соль — сегнетоэлектрич. кристаллы калиево-натриевой соли винной кислоты, к-рые могут искусственно выращиваться до больших размеров. Основное достоинство — высокие значения характеристик, определяющих чувствительность приемника. Малая влагостойкость, низкая механическая прочность и сильная зависимость свойств от темп-ры (из-за низких значений темп-ры Кюри и точки плавления, равной +55°С) и напряженности электрич. поля существенно ограничивают область применения сегнетовой соли (см. рис.). Применение таких, не обладающих существенными преимуществами, кристаллов, как турмалин, дигидрофосфат калия, сульфат лития и др., ограничивается редкими случаями.

Наиболее распространенным промышленным П. м. является пьезокерамика, обладающая сильным пьезоэффектом, большой стабильностью, большой механич. прочностью и устойчивостью к внешним воздействиям, сравнительной простотой и невысокой стоимостью изготовления пьезоэлементов различных конфигураций. Синтез пьезокерамики осуществляется на основе недефицитного, доведенного до мелкодисперсного состояния сырья обжигом в силитовых печах при 1300—1400°С. После вжигания серебряных электродов производят поляризацию пьезоэлементов в постоянном электрич. поле напряженностью 1—2 кВ/мм при одновременном увеличении темп-ры до точки Кюри. При последующей работе во избежание депольризации темп-ра должна быть на 40—50° ниже точки Кюри. Применяется пьезокерамика различных составов (см. табл.).



Зависимость  $(f_p - f_0)/f_0$  от темп-ры для пьезоэлементов: 1 — из сегнетовой соли и из пьезокерамики различных составов; 2 — титанат бария, 3 — твердый раствор на основе титанатов бария, кальция и кобальта, 4 — твердый раствор на основе ниобатов бария и свинца ( $f_p$  и  $f_0$  — соответственно резонансная частота при данной темп-ре и при 0°С).

подвергнутые после синтеза поляризации в постоянном электрич. поле (см. *Сегнетоэлектрики, Титанат бария*). Из П. м. первой группы относительно широко применяются лишь нек-рые кристаллы. Кварц — природный минерал с большими температурной стабильностью свойств, механич. прочностью, малыми потерями и влагостойкостью. Недостатки — сравни-

Материал	Характеристики в ед. СГСЕ в слабом электрич. поле		Срез	$\rho$ с · 10 <sup>-12</sup>	$\epsilon_{33} = \sqrt{\frac{C}{D}} \cdot 10^{-5}$	$\epsilon$	$\text{tg } \delta \cdot 10^2$	$d \cdot 10^6$	K	$(dc)^2 \cdot 10^{-12}$	$\frac{K^2}{\text{tg } \delta}$	$\frac{dc}{\sqrt{\epsilon} \epsilon_{33}}$	$\frac{d \sqrt{\epsilon_{33}}}{\sqrt{\epsilon}} \cdot 10^5$	$\theta$ °С
	$\epsilon_{33}$	$\rho$												
Кварц (SiO <sub>2</sub> )	4,2 <sup>x</sup>	2,65	0,77 <sup>(11)</sup>	5,4	4,5 <sup>(11)</sup>	< 1	0,06 <sup>(11)</sup>	0,09 <sup>(11)</sup>	0,00214	> 0,8	31	2,2	—	
Дигидрофосфат аммония (NH <sub>4</sub> НР <sub>2</sub> О <sub>4</sub> )	4,2 <sup>z</sup>	1,88	0,19 <sup>(22)</sup>	3,27	21,8 <sup>(33)</sup>	< 1	0,74 <sup>(33)</sup> /2	0,30 <sup>(33)</sup>	0,0198	> 9,0	9	9	+150	
Сегнетова соль (С <sub>4</sub> Н <sub>4</sub> О <sub>6</sub> КNа · 4Н <sub>2</sub> О)	4,6 <sup>x</sup>	1,8	0,18 <sup>(22)</sup>	3,26	250 <sup>(11)</sup>	> 5	7 <sup>(14)</sup> /2	0,67 <sup>(14)</sup>	1,59	< 9,0	140	25	+18; +24	
Титанат бария (BaTiO <sub>3</sub> )	P <sub>z</sub>	5,35	1,0	4,3	1300	0,9	3,2 <sup>(33)</sup> 1,6 <sup>(31)</sup>	0,30	10,2	10	135	5,8	+120	
Пьезокерамика	Твердый раствор на основе титанатов бария, кальция и кобальта (Ba <sub>0,95</sub> Ca <sub>0,05</sub> TiO <sub>3</sub> + 0,75 в% СоСО <sub>3</sub> )	P <sub>z</sub>	5,3	1,12	4,6	1200	1,3	3,4 <sup>(33)</sup> 1,5 <sup>(31)</sup>	0,37	14,5	10,5	162	6,7	+115
	Твердый раствор на основе ниобатов бария и свинца (Ba <sub>0,4</sub> Pb <sub>0,6</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )	P <sub>z</sub>	5,6	0,9	4,0	2300	1,5	5,2 <sup>(33)</sup> 2,5 <sup>(31)</sup>	0,36	21,9	8,6	154	6,9	+250
	Твердый раствор на основе титаната и цирконата свинца (Pb <sub>0,95</sub> Sr <sub>0,05</sub> (Ti <sub>0,47</sub> Zr <sub>0,53</sub> )O <sub>3</sub> + 1 в% Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )	P <sub>z</sub>	6,9	0,56	2,85	1350	1,8	6,8 <sup>(33)</sup> 3,5 <sup>(31)</sup>	0,49	14,5	13,3	99	9,9	+305

Примечание: 1) Значения упругих постоянных с приведены для отсутствия электрич. поля, а  $\epsilon$  — для свободного кристалла; все константы соответствуют темп-ре 16—20°С;  $\theta$  — темп-ра Кюри. 2) P<sub>z</sub> — поляризация в направлении z; цифры в скобках — индексы соответствующих тензорных характеристик, напр. (36)/2 — 1/d<sub>36</sub>; (33) — d<sub>33</sub>, с<sub>33</sub>,  $\epsilon_{33}$ . Для пьезокерамики все характеристики, кроме пьезомодуля, имеют индексы (33). 3) Данные о пьезокерамике отечественные и могут меняться в зависимости от рецептуры и технологии изготовления керамики.

тельно слабый пьезоэффект, малые размеры кристаллов, трудность обработки. Основная область применений — пьезоэлектрические фильтры и стабилиза-

ция. Лит.: 1) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; 2) Гутин Л., К теории пьезоэлектрического эффекта, «ЖЭТФ», 1945, т. 15, вып. 7, с. 367; 3) Харкевич А. А., Теория

преобразователей, М.—Л., 1949; 4) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958 (см. библи.), гл. 21; 5) Мат а у ш е к И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962. Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДАТЧИК** — см. *Пьезоэлектрический преобразователь*.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ** — см. *Пьезоэлектрический преобразователь*.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАНОМЕТР** — прибор для измерения давления, основанный на явлении *пьезоэлектричества*. Давление газа, в к-рый помещена пластинка пьезокварца (определенным образом вырезанная из кристалла), вызывает ее сжатие и вследствие этого появление на ее границах электрич. заряда, величина к-рого пропорциональна давлению и может быть измерена. П. м. позволяют измерять давления  $\leq 1000 \text{ кг/см}^2$  и широко применяются при измерении быстропеременных давлений.

Идея применения пьезоэлектрич. эффекта для измерения низких давлений (длина свободного пробега молекул больше размеров системы) была высказана Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси. Пьезокварцевая пластинка помещается в переменное электрич. поле в вакууме и вибрирует с частотой поля. Падающие на поверхность пластинки молекулы газа, отражаясь от нее, попадают на одну из сторон легкой (подвешенной на нити) пластинки, другая сторона к-рой доступна только молекулам с тепловой скоростью. Скорости всех отраженных молекул одинаковы (тепловыми скоростями можно пренебречь). Отклонение легкой пластинки пропорционально доплитит. импульсу, приносимому отраженными частицами, к-рый пропорционален числу отраженных частиц и, следовательно, давлению газа. В отличие от *радиометрического манометра*, физ. природа сил, действующих на чувствит. пластинку с противоположных сторон, различна (тепловая энергия не зависит от массы, а энергия отраженных частиц зависит), и поэтому результаты измерений П. м. зависят от рода газа.

В другом методе измерения низких давлений [2] кварцевая пластинка, включенная в колебат. контур генератора, помещается в газ. Измеряемая добротность контура монотонно зависит от давления газа в диапазоне 1—760 мм рт. ст.

Лит.: 1) Преображенский В. П., Теплотехнические измерения и приборы, 2 изд., М.—Л., 1953; 2) Расеу Д. Ж., «Вашинг», 1959—60, т. 9, № 5—6. Л. П. Хавкин.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ** — электромеханический или *электроакустический преобразователь*, действие которого основано на пьезоэлектрическом эффекте (см. *Пьезоэлектричество*). Основная часть П. п. состоит из отдельных или объединенных в группы пьезоэлементов, изготовленных из *пьезоэлектрических материалов* и имеющих обычно форму пластин, стержней, цилиндров, сфер. В зависимости от назначения пьезоэлементы могут быть функционально и конструктивно связаны с пассивными механическими или акустич. устройствами (мембранами, резонаторами, рупорами и т. д.). Принципиально П. п. обратим.

Применения П. п. весьма разнообразны: пьезоэлектрич. стабилизаторы и фильтры в радиотехнике (см. *Пьезоэлектрический резонатор*, *Кварцевый генератор*); пьезоэлектрические датчики в автоматике и телемеханике; *виброметры*; *звукосниматели* и рекордеры в технике *звукотомии*; электроакустич. преобразователи (напр., *микрофоны*, *телефоны*, *гидрофоны*) в различных областях технич. акустики и в гидроакустике. Большое применение П. п. находит в установках технологич. применения *ультразвука* и в контрольно-измерительной аппаратуре в качестве излучателей и приемников *ультразвуковых колебаний* (см. *Ультразвуковые излучатели*, *Ультразвуковая дефектоскопия*).

В зависимости от назначения и диапазона рабочих частот в П. п. реализуются различные виды деформаций пьезоэлектрич. элементов. В приборах, работающих в области высоких звуковых и ультразвуковых частот, преимущественно применяются пластины или криволинейные оболочки, колеблющиеся по толщине, а также стержни, совершающие поперечные колебания (рис. 1). При использовании поперечного пьезоэффекта электроды наносятся на боковые (рис. 1, е),

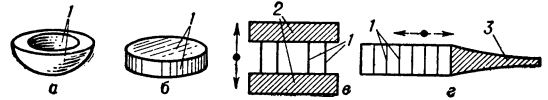


Рис. 1. Пьезоэлектрич. преобразователи в виде: а — части сферич. оболочки, б — пластины, в — цилиндрич. стержня с накладками, г — стержня с трансформатором скорости; 1 — электроды; 2 — накладки; 3 — трансформатор скорости.

а в случае продольного пьезоэффекта — на торцевые (рис. 1, б, г) поверхности стержня или пластины. В последнем случае с целью уменьшения рабочих напряжений (а при использовании пьезокерамики и напряжений предварительной поляризации) стержни делают секционированными (склеивают из элементов малой толщины 1—2 см, электрич. соединения параллельно). Для снижения резонансной частоты пьезоэлектрич. пластинки или стержни снабжают металлич. накладками (рис. 1, в). В ряде промышленных применений пьезокерамич. стержни сочленяют с механич. трансформаторами скорости (концентраторами) (рис. 1, г).

П. п. в виде круговых колец, совершающих продольные колебания по окружности, применяются в гидроакустике как излучатели и приемники звуковых частот. Пьезокерамич. кольца делают сплошными и секционированными (рис. 2). В первом случае электроды наносят на цилиндрич. поверхности кольца и используют поперечный пьезоэффект; во втором — электроды наносят на грани призм, склеиваемых между собой и соединяемых электрически, и используют продольный пьезоэффект. За счет уменьшения отношения толщины кольца  $\Delta$  к радиусу средней окружности  $r_{\text{ср}}$  может быть достигнута достаточно широкая полоса пропускания преобразователя.

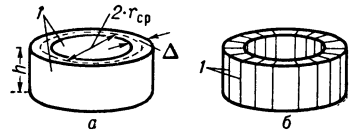


Рис. 2. Пьезоэлектрич. преобразователь в виде колец: а — сплошное кольцо; б — секционированное.

В диапазоне низких звуковых частот применяются пластинки, совершающие колебания изгиба или *кручения* (рис. 3). Наиболее широко распространены пластинчатые П. п. в виде т. н. биморфных элементов, т. е. двух склеенных между собой пьезоэлектрич. пластин, электрич. соединение к-рых выполнено таким образом, что при подаче переменного напряжения они испытывают деформации разных знаков. Свойства таких П. п. существенно зависят от условий закрепления пластин. Как правило, пластинчатые П. п., работающие на колебаниях изгиба, используются

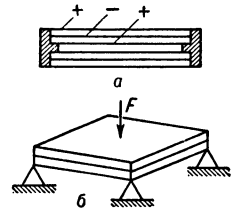


Рис. 3. Пьезоэлектрич. преобразователь в виде биморфных пластин, работающих с использованием: а — изгиба, б — кручения.

в широкой полосе частот ниже частоты резонанса, но иногда и как резонансные излучатели. П. п. в виде полых пьезокерамич. сфер, поляризованных



по толщине, применяются как широкополосные ненаправленные гидрофоны. Такие П. п. работают на поперечном пьезоэффекте в диапазоне частот ниже резонанса радиальных колебаний сферич. оболочек.

Расчет П. п., как одного из видов электромеханич. преобразователей, имеет целью установить связь между величинами электрическими (напряжение на электродах  $U$ , ток через преобразователь  $I$ ) и механическими (приложенная к механич. системе сила  $F$ , смещение  $\xi$  или колебательная скорость  $\dot{\xi} = \partial\xi/\partial t$ ). В случаях, когда П. п. являются электроакустическими, необходимо также рассчитать: сопротивление излучения  $Z_s$  (см. *Акустический излучатель*), направленность преобразователя (см. *Направленность акустических излучателей и приемников*), влияние дифракции звуковой волны на поверхности преобразователя приемника.

Особенность П. п. (так же, как и магнитоэлектрич.), с точки зрения теории их расчета, состоит в том, что электромеханич. преобразование в них распределено по объему пьезоэлемента. Это вызывает необходимость решать дифференциальные ур-ния движения пьезоэлемента как колебательной механич. системы с учетом местных ур-ний пьезоэффекта. К расчету П. п. может быть применена теория электроакустических *четырёхполюсников* (см. *Электромеханические и электроакустические аналогии*), если под коэффициентами в ур-ниях четырёхполюсника подразумевать нек-рые эквивалентные параметры П. п. (относительно определения эквивалентных параметров см. *Электроакустические преобразователи*).

Пьезоэлемент часто характеризуют коэфф. электромеханич. связи  $K = A_m/A_z$ , где  $A_z$  — полная энергия приложенного статического электрич. поля,  $A_m$  — часть энергии, преобразованная в механич. потенциальную энергию пьезоэлемента (см. также *Пьезоэлектрический резонатор*). Эффективность П. п. оценивают величинами КПД и чувствительности. Определение этих величин см. в ст. *Электроакустические преобразователи*.

Лит.: 1) Г у т и н Л. Я., Пьезоэлектрические излучатели и приемники, «ЖТФ», 1946, т. 16, вып. 1; 2) Х а р к е в и ч А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1949; 3) Ф у р д у е в В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 4) К э д и У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; 5) М э з о н У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; 6) М а s o n W., Electromechanical transducers and wave filters, 2 ed., N. Y., 1948. Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК — см. Пьезоэлектрический преобразователь.**

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР — пьезоэлектрический преобразователь, предназначенный для работы в качестве электрич. двухполюсника.**

Имеет вид бруска, пластины или тел более сложной формы из пьезоэлектриков, на поверхность к-рых нанесены электроды.

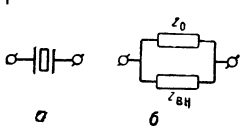


Рис. 1. а — условное обозначение пьезоэлектрич. резонатора; б — входное сопротивление резонатора.

Если такой образец помещен в переменное электрич. поле  $E$  (рис. 1, а), то вследствие обратного пьезоэлектрич. эффекта (см. *Пьезоэлектричество*) в нем возбуждаются механич. колебания, амплитуда к-рых зависит от частоты  $\omega$  и амплитуды поля, а вследствие прямого эффекта на обкладках конденсатора возникает переменное электрич. напряжение. Когда  $\omega$  совпадает с собств. частотой механич. колебаний образца, наступает резонанс и амплитуды механических и электрич. колебаний резко возрастают. Т. о., П. р. подобен электрич. колебат. системе, обладающей опред. собств. частотами.

Механич. сила  $F$  и смещение  $\xi$  и электрич. напряжение  $U$  и заряд  $Q$  связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi}\right)_Q = \text{const} &= \left(\frac{\partial F}{\partial Q}\right)_\xi = \text{const} = -h \\ \left(\frac{\partial \xi}{\partial U}\right)_{F = \text{const}} &= \left(\frac{\partial Q}{\partial F}\right)_{U = \text{const}} = d \\ \left(\frac{\partial Q}{\partial \xi}\right)_{F = \text{const}} &= -\left(\frac{\partial U}{\partial F}\right)_{Q = \text{const}} = g \\ \left(\frac{\partial Q}{\partial U}\right)_{F = \text{const}} &= \left(\frac{\partial F}{\partial U}\right)_{\xi = \text{const}} = e, \end{aligned}$$

где  $h, d, g$  и  $e$  — пьезоэлектрич. константы для данного вида деформации образца. Между электрич. емкостью свободного образца  $C^F = \left(\frac{\partial Q}{\partial U}\right)_{F=0}$  и зажатого  $C_0 = \left(\frac{\partial Q}{\partial U}\right)_{\xi=0}$  существует связь:  $C_0/C^F = 1 - K^2$ , где  $K^2 = d^2 e^U / C^F = eg = eh/e^Q$ . К наз. коэфф. электромеханич. связи для данного вида деформации;  $e^U$  и  $e^Q$  — упругие модули:  $\left(\frac{\partial F}{\partial U}\right)_{U=0}$  и  $\left(\frac{\partial F}{\partial \xi}\right)_{Q=0}$ , определяемые при замкнутых и разомкнутых электродах.

Входное сопротивление П. р. определяется соотношением  $1/Z = (1/Z_0) + (1/Z_{вн})$ , где  $Z_0 = 1/i\omega C_0$  — электрич. сопротивление зажатого образца, наз. собственным сопротивлением П. р., а  $Z_{вн}$  — вносимое сопротивление, определяющееся величиной  $K$  и механич. сопротивлением  $r_{мех} = F/(d\xi/dt)$ .

Т. к. все пьезоэлектрики анизотропны, то даже простейшие механич. напряжения (напр., растяжение) могут вызвать сложные деформации. Поэтому в П. р. под действием приложенного переменного электрич. напряжения обычно возбуждаются сложные колебания.

П. р. — механическая колебат. система с распределенными параметрами, т. е. с бесконечным числом собств. частот. Электрически возбуждаются только те из них, при к-рых на электродах образуются переменные заряды (напр., в П. р. в виде стержня с продольными колебаниями возбуждаются колебания только с нечетным числом полуволн между его концами, рис. 2). Ток, обусловленный этими зарядами, складывается с током через  $C_0$  и вблизи резонанса эквивалентная схема П. р. имеет вид контура (рис. 3). Эффективные величины  $C_d$  и  $L_d$ , наз. динамич.

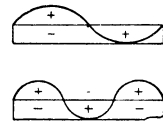


Рис. 2.

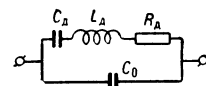


Рис. 3. Эквивалентная схема пьезоэлектрич. резонатора вблизи резонанса.

емкостью и индуктивностью, связаны с массой, упругостью, диэлектрич. проницаемостью и пьезоэлектрич. константами кристалла;  $R_d$  — эффективное сопротивление, обусловленное затуханием механич. колебаний в кристалле. Полное входное сопротивление  $z = |Z|$ , содержащее активную  $r$  и реактивную  $x$  компоненты, зависит от частоты внешнего поля  $f = \omega/2\pi$ . На частоте первого механич. резонанса:

$$f_1 = 1/2\pi \sqrt{L_d \cdot C_d}$$

величина  $z$  минимальна (резонанс токов). На частоте:

$$f_2 = 1/2\pi \sqrt{L_d C_0 C_d / (C_0 + C_d)}$$

$Z_0 = Z_{вн}$ , в результате чего величина  $z$  максимальна, и имеет место резонанс напряжений;  $f_2$  наз. частотой электромеханического резонанса.

П. р. применяются вместо колебат. контуров в ламповых и полупроводниковых генераторах (см. *Кварцевый генератор*) и в *фильтрах электрических*. Они обладают высокой добротностью (вследствие малых

потерь) и стабильностью частоты, что позволяет стабилизировать частоту генераторов (кварцевая стабилизация частоты).

Основные характеристики П. р.: резонансные частоты  $f_r$  (обычно  $f_r = f_1$ ), статич. емкость  $C_0$ , добротность, резонансный промежуток  $\Delta f = f_2 - f_1$  (или широкополосность  $\Delta f/f_r$ ), темп-ный коэфф. частоты ТКЧ, моночастотность (наличие только одного резонанса в рабочей области) и стабильность во времени. Диапазон частот, в к-ром применяются П. р., 0,2—20 000 кгц. На низких частотах (0,2—50 кгц) применяется поперечный пьезоэффект с деформацией растяжения. Для наиболее низких частот применяются биморфные пьезоэлементы, напр. бикварц (рис. 4, а),

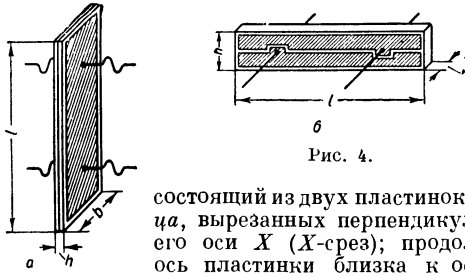


Рис. 4.

состоящий из двух пластинок кварца, вырезанных перпендикулярно его оси X (X-срез); продольная ось пластинок близка к оси Y.

Пластинки склеены так, чтобы их оси X были повернуты в разные стороны, а на наружные поверхности нанесены электроды. При этом под действием поля пластинка бикварца изгибается, т. е. возбуждаются колебания изгиба по толщине.

Для более высоких частот служат П. р., в к-рых возбуждаются колебания изгиба по ширине с помощью разделенных электродов (рис. 4, б). К верхней и нижней парам электродов подводится напряжение противоположных знаков и, т. к. при растяжении в одной половине пластинок получается сжатие в другой, пластинка изгибается. Для изгибных колебаний длинной пластинки:

$$f_r = m^2 h / 2\pi \sqrt{12} l^2 \sqrt{S_{2222}^E \rho},$$

где  $l$  — длина пластинки,  $h$  — ее размер в направлении колебаний,  $S_{2222}^E$  — величина, обратная модулю Юнга в направлении длины,  $\rho$  — плотность;  $m = 4,73$  (для  $f_2$  и  $f_3$ )  $m = 7,85$  и  $11,0$ .

В диапазоне 40—2 000 кгц применяются П. р. в виде прямоугольных или круглых пластинок, в которых возбуждаются колебания в плоскости пластинок. Используется поперечный пьезоэффект с деформацией растяжения или сдвига. В 1-м случае П. р. имеет вид вытянутой прямоугольной пластинки, в к-рой возбуждаются продольные колебания (рис. 5, а), для к-рых:

$$f_r = m/2l \sqrt{\rho S_{2222}^E}$$

где  $S_{2222}^E$  — величина, обратная модулю Юнга в направлении длины,  $m = 1, 3, 5 \dots$  (номер гармоники). Во 2-м случае возбуждаются контурные колебания (рис. 5, б). В круглых П. р. используются радиальные колебания.

В диапазоне 1000—20 000 кгц используется продольный пьезоэффект. Обычно такой П. р. — диск или прямоугольная пластинка, в к-рой возбуждаются

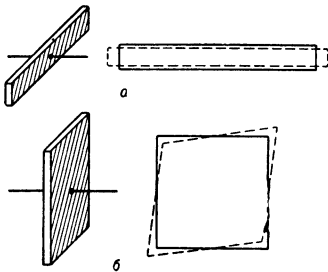


Рис. 5.

колебания сдвига по толщине (рис. 6). Встречаются также линзовые П. р.

Кроме рассмотренных П. р., применяются также П. р. более сложной формы (кольцевые, «гантели», составные), а также П. р. с разделенными электродами, позволяющие возбуждать высшие гармоники или применять один П. р. в двух плечах мостового фильтра.

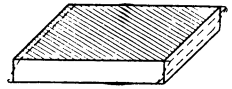


Рис. 6.

ТКЧ (относит. изменение частоты при изменении темп-ры на 1° С) зависит от характера возбуждаемых колебаний и ориентировки П. р. относительно осей кристалла. Для применяемых кристаллов П. р. можно ориентировать так, чтобы зависимость  $f_r$  от темп-ры имела форму параболы, вблизи вершины к-рой в достаточно широком диапазоне темп-р среднее значение ТКЧ мало (рис. 7).

Широкополосность П. р. определяется величиной  $K$  для возбуждаемых колебаний, что легко показать на примере П. р. в виде стержня с продольными колебаниями. Решая ур-ния колебаний, можно показать, что в этом случае:

$$z = 1/i\omega C_0 \left[ 1 + \frac{K}{1-K^2} \frac{\text{tg } \omega l/2c^E}{\omega l/2c^E} \right],$$

где  $c^E$  — скорость распространения колебаний в металлизированном стержне. В случае кварцевого П. р. (X-срез):

$$C_0 = \epsilon_{11}^E b l / 4\pi h \cdot 9 \cdot 10^5 \text{ мкф};$$

$$K^2 = 4\pi d_{122}^2 / \epsilon_{11}^T S_{2222}^E \cdot 9 \cdot 10^9; \quad c^E = 1/\sqrt{\rho S_{2222}^E},$$

где  $\epsilon_{11}^T$  и  $\epsilon_{11}^E$  — относит. диэлектрич. проницаемости свободного и продольно зажатою кристалла,  $l, b, h$  — длина, ширина и толщина кристаллич. пластинки в см. Вблизи  $f_1$ :

$$L_D = \frac{1}{8} \rho \left( \frac{S_{2222}^E}{d_{122}^2} \right)^2 \frac{h l}{b}, \quad C_D = \frac{8}{\pi^2} \frac{d_{122}^2}{S_{2222}^E} \frac{b l}{h} \cdot 10^4 \text{ мкф}.$$

Широкополосность такого П. р.:

$$\Delta f/f_r = C_D / 2C_0 = \frac{4}{\pi^2} \frac{K}{1-K^2} = \frac{16}{\pi} \frac{d_{122}^2}{\epsilon_{11}^E S_{2222}^E} \cdot 9 \cdot 10^9.$$

Для кварца  $K = 0,1$ , а для П. р. из ЭДТ  $K = 0,215$  (П. р. из синтетич. кристаллов применяются в широкополосных фильтрах).

Неск. резонансов в рабочей области (многочастотность) могут возникать из-за связанных колебаний, неправильной формы пластинки и др. Так, напр., в кварцевых П. р. среза X + 5° (поворот +5° относительно оси Y, ТКЧ = 0) одновременно с продольными колебаниями возникают колебания изгиба (деформация растяжения сопровождается сдвигом), что при определ. соотношениях длины и ширины приводит к связанным колебаниям. Многочастотность устраняют, применив срез X — 18,5° (при этом ухудшается ТКЧ).

Нестабильность во времени параметров П. р. связана со старением материала электродов, креплением и материала самого П. р. Рациональная технология изготовления П. р. делает эти явления практически незаметными.

Материалом для П. р. служат как естественные пьезоэлектрические материалы (гл. обр. монокри-

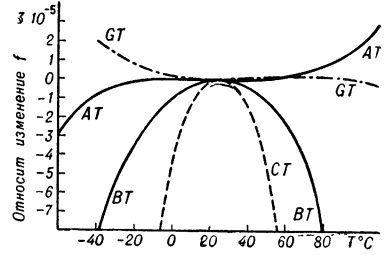


Рис. 7.

сталлы кварца), так и синтетич. материалы — монокристаллы виннокислого калия (ДКТ), виннокислого этилендиаминна (ЭДТ), пьезокерамики, цирконат-титанат свинца (ЦТС), ниобат бария — свинца (КНБС) и др. Наибольшей добротностью обладают П. р. из кварца. Внутр. потерями в кварце можно пренебречь, и добротность П. р. определяется механич. потерями в точках крепления и на излучение звука. Поэтому П. р. крепятся в узловых точках. П. р. с продольными и контурными колебаниями крепятся в центре. При возбуждении 1-го резонанса изгибных колебаний П. р. закрепляется в двух точках, на расстоянии  $0,224 \lambda$  от концов. П. р. с колебаниями по толщине обычно зажимаются по средней плоскости. Для устранения потерь на излучение П. р. с колебаниями изгиба, а иногда и с контурными колебаниями помещают в вакуумные держатели.

Лит.: 1) Плонский А. Ф., Пьезокварц в технике связи, М.—Л., 1951; 2) Handbook of piezoelectric crystals for radio equipment designers, ed. J. Buchanan, [s. 1.], 1956 (WADC. Techn. report 56—156). См. также лит. при ст. Пьезоэлектрический преобразователь. Л. Э. Папернов.

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСТВО** — обратимая электромеханич. связь электрич. поляризации (индукции) и механич. деформаций (напряжений) в анизотропных диэлектрич. средах, обладающих определенной кристаллич. структурой и симметрией. Под действием электрич. поля прямоугольная пластинка с плоско-параллельными гранями, вырезанная определенным образом из пьезоэлектрич. кристалла, испытывает в общем случае деформации растяжения (или сжатия) и сдвига. Наоборот, механич. деформация пластинки приводит к появлению электрич. зарядов на ее электродах, расположенных соответствующим образом. Оба описанных явления называются обратным и прямым пьезоэлектрич. эффектом соответственно.

Причиной пьезоэлектрич. эффекта является смещение состояния электрич. и механич. равновесия диэлектрич. кристалла под влиянием внешних воздействий. В отсутствие внешних электрич. или механич. сил кристаллич. структура пьезоэлектрика недеформирована и (в макроскопич. смысле) электростатически нейтральна. Деформации электронных оболочек и относит. смещения атомов и ионов в структуре кристалла, наблюдающиеся при наложении электрич. поля, приводят к макроскопич. деформации образца. Подобным же образом макроскопич. деформация кристалла приводит к относит. перемещениям элементов структуры и к появлению электронной и ионной поляризации; макроскопич. составляющая пьезополяризации, отличная от нуля, появляется, однако, лишь у диэлектрич. кристаллов без центра симметрии, обладающих геометрич. полярными направлениями. Пьезоэлектрич. кристаллы могут принадлежать по симметрии лишь к классам 1, 2, 3, 4, m,  $2m2$ ,  $3m$ ,  $4mm$ ,  $6mm$ ,  $222$ ,  $\bar{4}$ ,  $422$ ,  $\bar{4}2m$ ,  $\bar{6}$ ,  $622$ ,  $6m2$ ,  $32$ ,  $23$ ,  $\bar{m}$ . Кристаллы первых десяти классов симметрии могут обладать постоянной поляризацией и в отсутствие внешних воздействий; такие кристаллы наз. пьезоэлектриками, в частности сегнетоэлектриками, если направление их поляризации может быть изменено внешним полем.

Сказанное можно пояснить на примере кварца следующей принципиальной схемой. В структуре кристалла каждый атом Si тетраэдрически окружен четырьмя атомами кислорода и каждый кислород связывает 2 атома Si. На рис. 1, а представлена проекция одних лишь атомов Si на плоскость базиса (0001); находящиеся в одном слое атомы закрашены одинаково. Симметрия кристалла до деформации определяется набором операций (движений), совмещающих его структуру с собой. Переход от одного слоя (рис. 1, а) к соседнему можно осуществить винтовым

поворотом вокруг оси  $3_1$ , т. е. поворотом всей плоской сетки атомов на  $120^\circ$ , и последующим перемещением ее по нормали к чертежу на  $1/3$  периода с элементарной ячейки. Другими операциями, совмещающими структуру с собой, являются соответствующие трансляции, а также повороты на  $180^\circ$  вокруг геометрически полярных направлений, отмеченных на рис. 1, а стрелками (пространств. группа симметрии

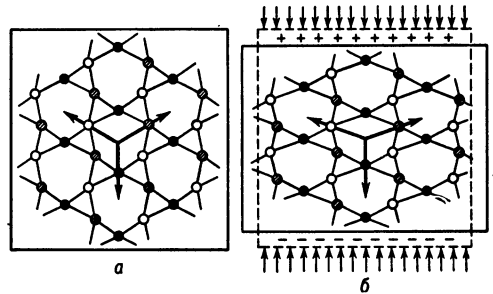


Рис. 1. а и б. Схема пьезоэлектрической поляризации кристаллов кварца.

кристалла  $S_3-2$ ). Можно допустить, что еще до пьезоэлектрич. деформации в элементарной ячейке кристалла существуют стационарные электрич. моменты, связанные, напр., с электрич. полярностью хим. связей. Симметрия кристалла приводит, однако, к тому, что проекции этих моментов на геометрически полярные направления равны по величине (равнодействующая векторов на рис. 1, а равна нулю), так что макроскопич. поляризации не возникает. При деформации образца, показанной на рис. 1, б (для наглядности в сильно преувеличенном виде), симметрия кристалла изменяется до группы  $P2$ ; ось  $3_1$  пропадает, и в структуре остается лишь одно геометрически полярное направление, совпадающее с направлением приложенного механич. поля [3]. Структурная перестройка, связанная со смещениями ионов и деформацией их электронных оболочек, приводит к появлению вдоль выделенного направления нескомпенсированного момента макроскопич. поляризации, а следовательно, и к появлению связанных зарядов на соответствующих гранях. Методы вычисления пьезоэлектрич. поляризации по заданным макроскопич. смещениям и законам взаимодействия частиц в структуре кристалла рассматриваются в микроскопич. теории П. (см. ниже).

В феноменологической теории П. [3—5], оперирующей с однородными тензорными полями и кристаллич. средами, используются различные формы записи основных ур-ний, описывающих упругие, пьезоэлектрич. и диэлектрич. свойства кристаллов. Принимаемая компоненты тензоров механич. напряжений  $T_{ij}$ , напряженности электрич. поля  $E_m$  и темп-р  $\theta$  за независимые переменные, а компоненты механич. деформаций  $S_{ij}$ , электрич. индукции  $\delta_m = (1/4\pi) D_m$  и энтропия  $\sigma$  — за зависимые и вводя в рассмотрение термодинамич. ф-цию Гиббса  $G = u - S_i T_i - (1/4\pi) E_m D_m - \sigma \theta$ , где  $u$  — ф-ция внутр. энергии, а  $S_i, T_i$  — сокращенное обозначение компонент тензоров ( $S_1 = S_{11}, S_2 = S_{22}, S_3 = S_{33}, S_4 = 2S_{23} = 2S_{32}, S_5 = 2S_{13} = 2S_{31}, S_6 = 2S_{12} = 2S_{21}, T_1 = T_{11}, T_2 = T_{22}, T_3 = T_{33}, T_4 = T_{23} = T_{32}, T_5 = T_{13} = T_{31}, T_6 = T_{12} = T_{21}$ ), можно разложить в ряд по компонентам  $T_{ij}, E_m$  и  $\theta$  ф-ции  $S_{ij} = -\partial G / \partial T_{ij}, \delta_m = -\partial G / \partial E_m, \sigma = -\partial G / \partial \theta$ . В линейном приближении соответствующие ур-ния связи примут вид:

$$\begin{aligned} S_{ij} &= s_{ijkl}^E \theta T_{kl} + a_{mij}^0 E_m + \alpha_{ij}^E \theta, \\ \delta_m &= d_{mij}^0 T_{ij} + (\epsilon_{mn}^0 / 4\pi) E_n + p_m^T \theta, \\ dQ &= \theta d\sigma = \theta (\alpha_{ij}^E T_{ij} + p_m^T E_m) + \rho C_p^E \theta d\theta. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $s_{ijkl}^{E,\theta} = (\partial S_{ij}/\partial T_{kl})_{E,\theta}$  — измеренные при постоянном поле изотермич. упругие коэфф. («постоянные гибкости»), описывающие обобщенный закон Гука;  $d_{mij}^{\theta} = (\partial \delta_m/\partial T_{ij})_{E,\theta} = (\partial S_{ij}/\partial E_m)_{T,\theta}$  — изотермические пьезоэлектрич. коэфф., описывающие т. н. прямой ( $\delta_m = d_{mij}^{\theta} T_{ij}$ ) или обратный ( $S_{ij} = d_{mij}^{\theta} E_m$ ) пьезоэлектрич. эффект (соотношения взаимности, приводящие к равенству  $d_{mij}^{\theta}$  для прямого и обратного эффектов, вытекают из того, что ф-ция Гиббса представляет полный дифференциал);  $\alpha_{ij}^E = (\partial S_{ij}/\partial \theta)_{T,E} = (\partial \sigma/\partial T_{ij})_E$  — измеренные при постоянном поле коэфф. теплового расширения;  $\epsilon_{m,n}^{T,\theta} = (\partial D_m/\partial E_n)_{T,\theta}$  — изотермич. диэлектрич. проницаемость «свободного» кристалла;  $P_m^T = (\partial \delta_m/\partial \theta)_{T,E} = (\partial \sigma/\partial E_m)_T$  — пьезоэлектрич. коэфф., измеренные при постоянном механич. напряжении;  $\rho$  — плотность и  $C_p^E$  — удельная теплоемкость кристалла, измеренная при постоянном электрич. поле. Кристаллы, описываемые ур-ниями (1), наз. линейными.

В квадратичном приближении к 1-му ур-нию связи добавляются члены

$$s_{ijklqr}^{E,\theta} T_{kl} T_{qr} + 2\eta_{mijkl}^{\theta} T_{kl} E_m + Q_{ijmn}^{\theta} E_m E_n,$$

а ко 2-му — члены

$$\eta_{mijkl}^{\theta} T_{ij} T_{kl} + 2Q_{mnp}^{\theta} E_n E_p,$$

где  $s_{ijklqr}^{E,\theta} = 1/2(\partial^2 S_{ij}/\partial T_{kl}\partial T_{qr})_{E,\theta}$  — тензор квадратичных упругих коэфф.;  $\eta_{mijkl}^{\theta} = 1/2(\partial^2 S_{ij}/\partial T_{kl}\partial E_m)_{\theta} = 1/2(\partial^2 \delta_m/\partial T_{ij}\partial T_{kl})_{\theta}$  — тензор квадратичных пьезоэлектрич. коэфф.;  $Q_{mnij}^{\theta} = 1/2(\partial^2 S_{ij}/\partial E_m\partial E_n)_{\theta} = 1/2(\partial^2 \delta_m/\partial T_{ij}\partial E_n)_{\theta}$  — тензор коэффициентов электрострикции,  $O_{mnp}^{\theta} = 1/2(\partial^2 \delta_m/\partial E_n\partial E_p)_{\theta}$  — тензор электрооптич. коэффициентов. Учет квадратичных членов, в частности, электрострикции, существен для сегнетоэлектрич. кристаллов.

Адиабатич. соотношения, справедливые для пьезоэлектрич. кристаллов, работающих в колебат. режиме, можно получить, полагая в линейных ур-ниях связи  $dQ = 0$  и исключая  $d\theta$  из остальных ур-ний:

$$s_{ijkl}^E \sigma = s_{ijkl}^{E,\theta} - \frac{\alpha_{ij}^E \alpha_{kl}^E}{\rho C_p^E}, \quad d_{mij}^{\sigma} = d_{mij}^{\theta} - \frac{\alpha_{ij}^E P_m^T}{\rho C_p^E},$$

$$\frac{\epsilon_{mn}^{T,\sigma}}{4\pi} = \frac{\epsilon_{mn}^{T,\theta}}{4\pi} - \frac{P_m^T P_n^T}{\rho C_p^E}.$$

Для непирозэлектрич. кристаллов  $d_{mij}^{\sigma} = d_{mij}^{\theta}$ ,  $\epsilon_{mn}^{T,\sigma} = \epsilon_{mn}^{T,\theta}$ . Различие величин  $s_{ijkl}^{E,\sigma}$  и  $s_{ijkl}^{E,\theta}$  для линейных пьезоэлектрич. кристаллов мало и им обычно пренебрегают.

При др. выборе независимых переменных и соответствующих характеристик. ф-ций ур-ния связи (без учета тепловых эффектов) принимают вид

$$S_{ij} = s_{ijkl}^D T_{kl} + g_{mij} \delta_m, \quad E_m = 4\pi \beta_{mn}^T \delta_n - g_{mij} T_{ij},$$

$$T_{kl} = c_{ijkl}^E S_{ij} - e_{mkl} E_m, \quad \delta_m = \frac{\epsilon_{mn}^S}{4\pi} E_n + e_{mkl} \delta_{kl}, \quad (2)$$

$$T_{kl} = c_{ijkl}^D S_{ij} - h_{mkl} \delta_m, \quad E_m = 4\pi \beta_{mn}^S \delta_n - h_{mkl} S_{kl}.$$

Пьезоэлектрич. коэффциенты в (1) и (2)  $d, g, e, h$  имеют различный физ. смысл. Напр.:  $d$  определяет деформации, возникающие в «свободном» кристалле при приложении электрич. поля;  $g$  измеряет электрич. напряжение в разомкнутой цепи при заданной меха-

нич. нагрузке;  $e$  измеряет механич. напряжение, возникающее в «зжатом» кристалле под действием приложенного электрич. поля;  $h$  определяет электрич. напряжение в разомкнутой цепи при заданной механич. деформации. На практике пользуются той формой ур-ний связи, к-рая отвечает режиму работы пьезоэлектрич. кристалла. Между коэфф., входящими в ур-ния связи, существуют след. соотношения:

$$s_{ijkl}^D = s_{ijkl}^E - d_{mij} g_{mkl}, \quad g_{mkl} = 4\pi \beta_{mn}^T d_{nkl},$$

$$\beta_{mn}^T = (-1)^{m+n} \Delta_{\alpha\beta}^E / \Delta^E,$$

$$c_{\alpha\beta}^E = (-1)^{\alpha+\beta} \Delta_{\alpha\beta}^S / \Delta^S, \quad e_{mkl} = d_{mij} c_{ijkl}^E,$$

$$\epsilon_{mn}^S = \epsilon_{mn}^T - 4\pi d_{nkl} e_{mkl},$$

$$c_{ijkl}^D = c_{ijkl}^E + e_{mkl} h_{mij}, \quad h_{nkl} = 4\pi \beta_{mn}^S e_{mkl},$$

$$\beta_{mn}^S = \beta_{mn}^T + \frac{1}{4\pi} g_{nkl} h_{mkl}$$

$$c_{\alpha\beta}^D = (-1)^{\alpha+\beta} \Delta_{\alpha\beta}^S / \Delta^S, \quad h_{nkl} = g_{nij} c_{ijk}^D,$$

$$\beta_{mn}^S = (-1)^{m+n} \Delta_{\alpha\beta}^E / \Delta^E,$$

где  $c_{\alpha\beta}$  — упругие коэфф., описывающие в сокращенной записи обобщенный закон Гука  $T_{\alpha} = c_{\alpha\beta} S_{\beta}$ ;  $\Delta^S$  — определитель, составленный из коэффциентов  $s_{\alpha\beta}$  ( $S_{\alpha} = s_{\alpha\beta} T_{\beta}$ );  $\Delta_{\alpha\beta}^S$  — минор, получающийся из  $\Delta^S$  зачеркиванием  $\alpha$ -строки и  $\beta$ -столбца; аналогичный смысл имеют определители и миноры  $\Delta^E, \Delta_{\alpha\beta}^E$ , составленные из коэффциентов  $\epsilon_{mn}$ . Во всех предыдущих соотношениях латинские индексы при компонентах тензоров пробегают независимые значения от 1 до 3, греческие индексы  $\alpha, \beta$  — значения от 1 до 6; в моночленах по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование. Приведем в качестве примера развернутую запись ур-ний пьезоэффекта (без учета тепловых членов) для кристалла кварца. Учитывая условия симметрии (благодаря к-рым нек-рые коэфф. кристалла обращаются в нуль) и правила тензорного суммирования, получаем

$$S_1 = s_{11}^E T_1 + s_{12}^E T_2 + s_{13}^E T_3 + s_{14} T_4 + d_{11} E_1,$$

$$S_2 = s_{12}^E T_1 + s_{11}^E T_2 + s_{13}^E T_3 - s_{14} T_4 - d_{11} E_2,$$

$$S_3 = s_{13}^E T_1 + s_{13}^E T_2 + s_{33}^E T_3,$$

$$S_4 = s_{14} T_1 - s_{14}^E T_2 + s_{11}^E T_4 + d_{14} E_1,$$

$$S_5 = s_{44}^E T_1 + 2s_{14}^E T_6 - d_{14} E_2,$$

$$S_6 = 2s_{14}^E T_5 + 2(s_{11}^E - s_{12}^E) T_6 - 2d_{11} E_2,$$

$$\delta_1 = d_{11} T_1 - d_{11} T_2 + d_{14} T_4 + \frac{\epsilon_{11}^T}{4\pi} E_1,$$

$$\delta_2 = -d_{14} T_1 - 2d_{11} T_6 + \frac{\epsilon_{11}^T}{4\pi} E_2$$

$$\delta_3 = \frac{\epsilon_{33}^T}{4\pi} E_3.$$

Впервые пьезоэлектрич. эффект в кварце и нек-рых др. кристаллах был открыт и количественно изучен в 1880 г. П. и Ж. Кюри [1]. В наст. время пьезоэлектрич. эффект качественно установлен для кристаллов 1200 соединений. Для кристаллов 60 веществ эффект исследован количественно [2].

Пьезоэлектрич. кристаллы широко применяются в пьезотехнике и технике физ. эксперимента в качестве электромеханич. преобразователей (стабилизаторов и фильтров радиотехнич. частот, излучателей и приемников ультразвуковых колебаний, пьезометров, звукоизмерителей и др. устройств). См. *Пьезоэлектрический преобразователь*.

Ниже приведены данные (относящиеся к комнатным температурам) о величинах упругих (в размерности  $10^{-11} \text{ н}^{-1} \text{ м}^2$ ) и пьезоэлектрических (в размерности  $10^{-12} \text{ мв}^{-1}$ ) коэфф. и ди-

электрич. проницаемости (умноженной на  $4\pi$ ) в системе МКСА для ряда важнейших пьезоэлектрич. кристаллов [5].

Кварц  $\text{SiO}_2$ , симметрия 32,  $s_{11} = 1,277$ ,  $s_{12} = -0,179$ ,  $s_{13} = -0,122$ ,  $s_{14} = -0,450$ ,  $s_{33} = 0,96$ ,  $s_{44} = 2,004$ ,  $d_{11} = 2,91$ ,  $d_{14} = -0,727$ ,  $e_{11}^T = 39,97$ ,  $e_{33}^T = 41,03$ .

Сегнетова соль  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ , симметрия 222,  $s_{11} = 5,2$ ,  $s_{12} = -2,1$ ,  $s_{13} = -2,0$ ,  $s_{22} = 3,4$ ,  $s_{23} = -1,3$ ,  $s_{33} = 3,2$ ,  $s_{44} = 20$ ,  $s_{55} = 32$ ,  $s_{66} = 10$ ,  $d_{14} = 383$ ,  $d_{25} = -53$ ,  $d_{36} = 12$ ,  $e_{11}^T = 480$ ,  $e_{22}^T = 12$ ,  $e_{33}^T = 10$ .

Этилениамина виннокислый  $\text{C}_6\text{H}_{14}\text{N}_2\text{O}_6$ , симметрия 2,  $s_{11} = 3,34$ ,  $s_{12} = -0,3$ ,  $s_{13} = -3,28$ ,  $s_{15} = -1,7$ ,  $s_{22} = 3,65$ ,  $s_{23} = -1,8$ ,  $s_{25} = 1,5$ ,  $s_{33} = 10,02$ ,  $s_{35} = -2,65$ ,  $s_{44} = 19,18$ ,  $s_{46} = 0,38$ ,  $s_{55} = 12,20$ ,  $s_{66} = 19,14$ ,  $d_{14} = -10,0$ ,  $d_{16} = -12,2$ ,  $d_{21} = 10,1$ ,  $d_{22} = 2,2$ ,  $d_{23} = -11,3$ ,  $d_{25} = -17,9$ ,  $d_{34} = -17,0$ ,  $d_{36} = -18,4$ ,  $e_{11}^T = 15,7$ ,  $e_{13}^T = 2,0$ ,  $e_{22}^T = 25,8$ ,  $e_{33}^T = 18,8$ .

Калий виннокислый полугидрат  $\text{K}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 1/2\text{H}_2\text{O}$ , симметрия 2,  $s_{11} = 4,75$ ,  $s_{12} = -1,74$ ,  $s_{13} = -0,8$ ,  $s_{15} = 0,75$ ,  $s_{22} = 3,53$ ,  $s_{23} = -0,62$ ,  $s_{25} = 0,80$ ,  $s_{33} = 2,40$ ,  $s_{35} = -1,40$ ,  $s_{44} = 11,35$ ,  $s_{46} = -0,68$ ,  $s_{55} = 10,2$ ,  $s_{66} = 12,25$ ,  $d_{14} = 23,0$ ,  $d_{16} = 13,3$ ,  $d_{21} = 5,4$ ,  $d_{22} = -4,5$ ,  $d_{23} = 0,7$ ,  $d_{25} = 6,3$ ,  $d_{34} = -5,7$ ,  $d_{36} = -8,1$ ,  $e_{11}^T = 20,4$ ,  $e_{13}^T = 0,03$ ,  $e_{22}^T = 18,2$ ,  $e_{33}^T = 20,2$ .

Литий сернокислый моногидрат  $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , симметрия 2,  $s_{11} = 2,29$ ,  $s_{12} = -0,54$ ,  $s_{13} = -0,75$ ,  $s_{15} = -0,21$ ,  $s_{22} = 2,25$ ,  $s_{23} = -0,46$ ,  $s_{25} = -0,83$ ,  $s_{33} = 2,28$ ,  $s_{35} = 0,63$ ,  $s_{44} = 7,13$ ,  $s_{46} = 0,14$ ,  $s_{55} = 6,40$ ,  $s_{66} = 3,61$ ,  $d_{14} = -3,9$ ,  $d_{16} = -3,1$ ,  $d_{21} = -0,18$ ,  $d_{22} = 16,3$ ,  $d_{23} = -1,72$ ,  $d_{25} = -7,1$ ,  $d_{34} = -1,0$ ,  $d_{36} = 1,1$ ,  $e_{11}^T = 31,1$ ,  $e_{13}^T = -4,1$ ,  $e_{22}^T = 20,4$ ,  $e_{33}^T = 18,8$  (данные для моноклинных кристаллов в установке  $2\|x_2$ ).

Аммоний фосфорнокислый  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ , симметрия  $\bar{4}2m$ ,  $s_{11} = 1,81$ ,  $s_{12} = 0,19$ ,  $s_{13} = -1,18$ ,  $s_{33} = 4,35$ ,  $s_{44} = 11,53$ ,  $s_{66} = 16,46$ ,  $d_{14} = 1,76$ ,  $d_{36} = 48,3$ ,  $e_{11} = 57,6$ ,  $e_{33} = 14,0$ .

Титанат бария  $\text{BaTiO}_3$ , симметрия  $4mm$ ,  $s_{11} = 0,805$ ,  $s_{12} = -0,235$ ,  $s_{13} = -0,524$ ,  $s_{33} = 1,57$ ,  $s_{44} = 1,84$ ,  $s_{66} = 0,884$ ,  $d_{15} = 392$ ,  $d_{31} = -34,5$ ,  $d_{33} = 85,6$ ,  $e_{11}^T = 2920$ ,  $e_{33}^T = 168$  (монокристалл).

Микроскопическая теория П. и упругости кристаллов разработана в значительно меньшей степени. Основными расчетными моделями динамики теории кристаллич. решеток являются для пьезоэлектриков дипольные модели, модели точечных ионов и ионов с деформируемыми валентными оболочками [7—11]. Кристаллохимич. анализ показывает [12], что существование пьезоэлектрич. свойств у кристаллов существенно связано с наличием или возникновением (при внешних воздействиях) в их структурах тех или иных конфигураций электрич. моментов.

Типичными мотивами (конфигурациями) таких структур являются геометрически полярные мотивы, состоящие из структурно-выделенных частей («островов»), объединенные в спиральные цепочки, слои, или в трехмерный каркас. Примерами полярных островов могут служить молекулы и радикалы  $\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})_2$  — в структуре резорцина (рис. 2), деформированные тетраэдры  $\text{NH}_4$  и  $\text{SO}_4$  — в структуре  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ , деформированные октаэдры  $\text{Fe}(\text{CN})_6$  — в структуре  $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ , пирамиды  $\text{NO}_3$  — в структуре  $\text{KNO}_3$ , плоские группы  $\text{NO}_2$  — в структуре  $\text{NaNO}_2$ , и т. д. Руководящий принцип, определяющий строе-

ние рассматриваемых кристаллов, — принцип плотнейших упаковок молекул (для органич. структур) и др. островных мотивов (для неорганич. структур), ограниченный условиями геометрич. согласования размеров и допустимых контактов островов, сохраняющих общую полярность структуры, направленность хим. связей и их электростатич. насыщение при обеспечении относит. минимума энергии диполь-дипольного взаимодействия. К 15 группам плотнейших упаковок молекулярных и ионных островов,  $P1$ ,  $P2_1$ ,  $B2$ ,  $P6$ ,  $Bm$ ,  $Bb$ ,  $Pmc2_1$ ,  $Pca2_1$ ,  $Pmn2_1$ ,  $Pna2_1$ ,  $Cmc2_1$ ,  $Aba2$ ,  $Fdd2$ ,  $R3m$ ,  $P6_3mc$ , обеспечивающих сохранение макроскопич. полярности структуры, принадлежит в общей сложности более 80% от числа 300 известных органич. и неорганич. структур пиро- и сегнетоэлектриков. Строение пьезоэлектрич. кристаллов непьезоэлектрич. симметрии определяется в основном теми же принципами. Эти кристаллы макроскопически неполяризованы (нейтральны), но поляризуются при внешних воздействиях, приобретая пироэлектрич. симметрию (изменение симметрии приводит к появлению в ур-ниях связи дополнит. квадратичных членов) [2]. Анализ структурных данных показывает, что большое число таких кристаллов благодаря структурному «двойникованию» электрич. моментов в объеме элементарной ячейки имеет скомпенсированную электрич. поляризацию (механич. воздействие лишь нарушает баланс между компонентами поляризации). Нейтральные пьезоэлектрики, не имеющие до внешнего воздействия электрич. поляризации в структуре, являются в большинстве слабых пьезоэлектриками.

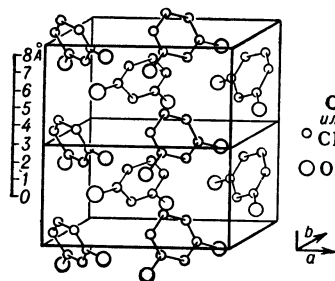


Рис. 2. Структура резорцина; тип  $03_2$ ,  $\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})_2$ .  $\circ$ —С или  $\text{CH}$   $\bigcirc$ —ОН.

Лит.: 1) Curie P., Oeuvres, P., 1908; 2) Collected engineering reports, ed. R. Vechnann, Birmingham, 1958; 3) Копчик В. А., «Кристаллография», 1962, т. 7, № 1, с. 144—47; 4) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; 5) Petřík V. [a. j.], Piezoelectřina a její technické použití, Praha, 1960; 6) Копчик В. А., Сиротин Ю. И., «Кристаллография», 1961, т. 6, № 5, с. 766—68; 7) Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 8) Лейбфрид Г., Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов, пер. с нем., М.—Л., 1963; 9) Cochran W., «Advances Phys.», 1961, v. 10, № 39, p. 401; 10) Толпыго К. Б., «ФТТ», 1960, т. 2, № 10, с. 2655—65; 11) Оскотский В. С., «ФТТ», 1961, т. 3, № 10, с. 2918—28; 12) Копчик В. А., «Кристаллография», 1963, т. 8, № 3, с. 319—27; 13) Шубников А. В. [и др.], Исследование пьезоэлектрических текстур, М.—Л., 1955; 14) Копчик В. А. [и др.], «Вестн. МГУ. Сер. матем.», 1958, № 6, с. 91—98; 15) Рез И. С. [и др.], «Кристаллография», 1959, т. 4, № 1, с. 65.

# Р

**РАБИ МЕТОД** — резонансный метод исследования магнитных моментов ядер, атомов и молекул и внутримолекулярных взаимодействий в молекулярных пучках. Разработан Раби и др. (Rabi I. I.) в 1938 г. Рассмотрим непарамагнитную молекулу в сильном магнитном поле, напряженность к-рого достаточно велика для разрыва связи ядерных спинов между собой и с моментами, обусловленными вращением молекулы. В классич. рассмотрении можно считать, что в поле  $H_0$  эти моменты прецессируют вокруг вектора  $H_0$ , каждый со своей ларморовой частотой. Для ядерных спинов угловая частота прецессии:

$$\omega_0 = \mu_I H_0 / \hbar I = \gamma_I H_0, \quad (1)$$

где  $\mu_I$  и  $I$  — магнитный момент и спин ядра,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. Аналогичные соотношения выполняются также и для вращат. моментов молекулы. Р. м. позволяет измерить частоты прецессии в поле с известной напряженностью и определить магнитные моменты и др. спектроскопич. характеристики молекул.

Прецессия магнитных моментов обнаруживается по изменению угла прецессии под действием слабого дополнительного магнитного поля  $H_1$ , вектор к-рого вращается в плоскости прецессии с угловой частотой  $\omega$ , близкой к  $\omega_0$ . Этот прием послужил основой др. методов Радиоспектроскопии (см. Электронный парамагнитный резонанс, Ядерный магнитный резонанс, Нейтрон).

В Р. м. резонансная переориентация магнитных моментов обнаруживается по изменению сил, действующих на молекулу в неоднородном магнитном поле. Пучок молекул, выходящий из источника  $O$  (см. Молекулярные пучки), отклоняется неоднородным полем (магнит  $A$ , рис. 1) и затем фокусируется на детектор

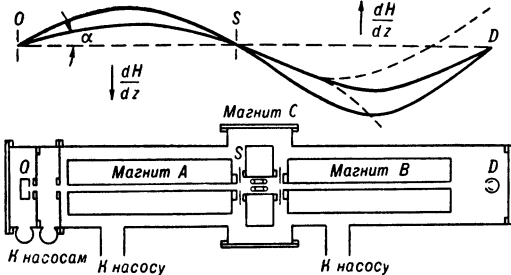


Рис. 1. Схема прибора.

Д неоднородным полем, имеющим градиент противоположного знака (магнит  $B$ ). При надлежащем выборе геометрии и градиентов полей можно добиться того, чтобы молекулы после отклонения в обоих магнитах попадали на детектор независимо от величины скорости. Поле  $H_0 + H_1$ , вызывающее пере-

ориентацию магнитных моментов, создается в пространстве между двумя отклоняющими магнитами (магнит  $C$ , в зазоре к-рого помещается высокочастотная катушка в виде проволочной петли, соединенная с генератором). Когда возникает переориентация магнитных моментов, распределение поля в магните  $B$  уже не соответствует условию фокусировки и интенсивность пучка, попадающего на детектор, уменьшается. При выполнении эксперимента медленно изменяется поле магнита  $C$  или частота генератора; резонанс наблюдается по спаданию и последующему восстановлению интенсивности пучка на детекторе.

Классич. рассмотрение позволяет определить  $\omega_0$ , ширину резонанса, геометрию полей, знак момента, порядок величины необходимой напряженности высокочастотного поля  $H_1$ . Более точно переориентация магнитных моментов описывается как возникновение переходов между двумя энергетич. состояниями молекулы. Вероятность перехода для спина  $I = 1/2$ :

$$P(1/2, -1/2) = \frac{(\omega_0 H_1 / H_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\omega_0 H_1 / H_0)^2} \times \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} [(\omega - \omega_0)^2 + (\omega_0 H_1 / H_0)^2]^{1/2} t \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $t = l/v$  — время, в течение к-рого высокочастотное поле воздействует на молекулу,  $l$  — длина участка, на к-ром молекулы подвергаются воздействию поля  $H_1$ ,  $v$  — скорость молекулы. Вероятность  $P(1/2, -1/2)$  должна быть усреднена по распределению молекул по скоростям. Результат усреднения особенно прост для предельного случая большой длины прибора: среднее значение множителя, содержащего  $\sin^2$ , близко к  $1/2$ , и форма резонансной кривой определяется 1-м множителем, имеющим максимум, равный 1 при  $\omega = \omega_0$ . Практически возможности выбора большей длины  $l$  ограничиваются падением интенсивности пучка. Для прибора конечной длины при напряженности радиочастотного поля, обеспечивающей макс. вероятность перехода в максимуме, усреднение по скоростям молекул дает колоколообразную резонансную кривую с максимумом при  $\omega = \omega_0$  и полной шириной на половине высоты, равной:

$$\Delta\omega/2\pi = 1,072 v_0 / l, \quad (3)$$

где  $v_0$  — наиболее вероятная скорость молекул.

Из (3) следует ограничение точности Р. м.; ширина линии в шкале частот определяется обратной величиной времени пролета молекул через прибор. Некоторого увеличения точности удается достигнуть, сосредоточив действие поля  $H_1$  на двух коротких участках в начале и в конце области однородного постоянного поля (Рамзей). Ширина резонансной кривой при этом получается меньшей, и результаты измерений почти не зависят от степени однородности поля магнита  $C$ . Р. м. позволяет измерить резонансные частоты и соответственно магнитные моменты с относит. точностью  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ .



Полученные Р. м. радиочастотные спектры непарамагнитных молекул позволили для многих атомов измерить моменты атомных ядер. Резонанс, соответствующий переориентации ядерных моментов, обнаруживается в виде одиночной линии на частоте  $\omega_0 = \gamma_I H_0$  только для немногих молекул. Уровни ядерных моментов в поле  $H_0$  расщепляются на ряд подуровней вследствие спин-спиновой магнитного взаимодействия ядер, спин-вращательного магнитного взаимодействия (действия на магнитные моменты ядер внутри магнитного поля, обусловленного вращением молекулы) и эффектов, связанных с квадрупольными моментами ядер. Число компонент мультиплетов в таких спектрах часто позволяет непосредственно определить спины ядер. В той же области частот лежат резонансы, обусловленные вращательными магнитными моментами (переходы, сопровождающиеся изменением проекции момента количества движения молекулы на направление поля  $H_0$ ). Для легких молекул, у которых число возбужденных вращат. состояний невелико, спин-вращательное магнитное взаимодействие приводит к появлению спектра, состоящего из неск. разрешенных линий. Таковы, напр., 3 дублета спектра ортоводорода (рис. 2), соответствующие переходам ядерных спинов в молекулах со значением момента количества движения соответственно  $-1, 0, +1$ .

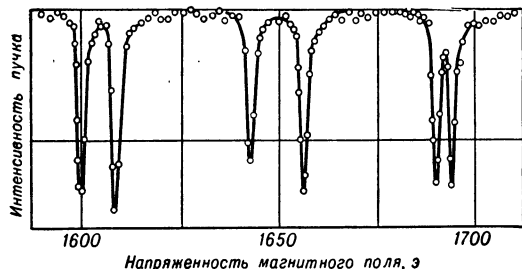


Рис. 2. Радиочастотный спектр молекулы ортоводорода (частота поля  $H_1$  равна 6,987 Мгц).

Расщепление каждого из дублетов определяется спин-спиновым магнитным взаимодействием. В случае тяжелых молекул, напр. LiF, возбуждается большее число вращат. состояний и спин-вращательное магнитное взаимодействие не дает разрешенной структуры, т. к. спектр содержит много близко расположенных неразрешенных компонент. Наложение этих компонент дает характерную нелоренцовскую форму уширения резонансной линии. Измерение величины уширения позволяет (несмотря на отсутствие разрешенной структуры) вычислить постоянные, характеризующие спин-вращат. взаимодействие молекулы.

Исследования Р. м. парамагнитных атомов методически мало отличаются от исследований диамагнитных молекул (вплоть до возможности использования одних и тех же приборов). Т. к. моменты парамагнитных атомов много больше моментов ядер и вращат. моментов, то пользуются более слабыми полями и более высокими частотами. Наиболее интересны исследования щелочных металлов, атомарного водорода, дейтерия и трития, для которых измерены магнитные моменты и спины ядер, расщепления сверхтонкой структуры, магнитные моменты атомов, квадрупольные взаимодействия. Прецизионные измерения момента протона привели к установлению шкалы абс. значений магнитных моментов ядер. Первоначально момент протона сравнивался с моментом электрона, к-рый предполагался в точности равным магнетону Бора  $M_B$ . Сопоставление полученного т. о. результата с расщеплением сверхтонкой структуры водорода привело к открытию аномального момента

электрона. Т. к. момент электрона т. о. превратился из абс. эталона в объект изучения, то для установления шкалы магнитных полей и ядерных моментов в дальнейшем были проведены измерения, использующие орбитальные моменты электрона и циклотронные частоты электронов и протонов. Анализ полученных в этих опытах результатов много дал для увеличения точности значений фундаментальных постоянных.

Лит.: 1) Раби I. I., «Phys. Rev.», 1937, v. 51, № 8, p. 652; 2) Feunm an R. P. [a. o.], «J. Appl. Phys.», 1957, v. 28, № 1, p. 49; 3) Раби I. I. [a. o.], «Phys. Rev.», 1938, v. 53, № 4, p. 318; 4) Рамзей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960. Р. В. Владимировский.

**РАБОТА** (в термодинамике) — энергия, передаваемая термодинамич. системой окружающим телам при изменении ее внешних параметров, напр: положения в пространстве, объема, электрич. поля и т. д. Величина производимой Р. зависит от того, находится тело в состоянии равновесия термодинамического (см. также Обратимый процесс) или нет, и будет наибольшей в 1-м случае (принцип макс. Р.). Выражение для бесконечно малой Р. имеет вид дифференциальной формы  $\delta W = \sum X_i dx_i$ , где  $x_i$  — внешние параметры системы, а  $X_i$  — соответствующие им обобщенные силы. В общем случае Р., совершаемая системой при переходе из состояния 1-го во 2-е, определяемых параметрами  $x_i$  и темп-рой  $T$  или эн-

тропией  $S$ ,  $\Delta W = \int \sum X_i dx_i$ , зависит не только от ур-ной состояния  $X_i = X_i(T, x_i)$  или  $X_i = X_i(S, x_i)$ , но и от способа перехода из 1-го во 2-е, так как  $\delta W$  не является полным дифференциалом по отношению к переменным  $x_i$ .  $\delta W$  представляет собой полный дифференциал для т. н. изотермич. и адиабатич. Р. В этих случаях Р. равна соответственно изменению внутренней энергии и свободной энергии при неизменных темп-рах и энтропии:  $\delta W = -(dF)_T$ ,  $\delta W = -(dU)_S$ .

Приведем наиболее простые и часто встречающиеся выражения для  $\delta W$ . Р. системы при ее расширении  $\delta W = pdV$  ( $p$  — давление,  $V$  — объем системы). Если силы, действующие на ограничивающие систему стенки, не сводятся к нормальному давлению, выражение  $\delta W$  необходимо дополнить, учтя касат. напряжения; Р. поверхностной пленки:  $\delta W = -\sigma d\Sigma$  ( $\sigma$  — коэфф. поверхностного натяжения,  $d\Sigma$  — изменение площади поверхности); Р. гальванич. элемента:  $\delta W = \epsilon de$  ( $\epsilon$  — эдс,  $de$  — протекающий через элемент заряд). При рассмотрении диэлектриков и магнетиков имеется неск. вариантов выбора внешних параметров и неск. соответствующих им выражений для  $\delta W$ . Наиболее употребительных из них (рассматривается изотропный случай): 1)  $(1/V)\delta W_D = -(E/4\pi)dD$  — полная Р. единицы объема диэлектрика, включая Р. за счет изменения плотности энергии электростатич. поля ( $E$  — напряженность поля,  $D$  — индукция); 2)  $(1/V)\delta W_p = -EdP$  — Р. системы за счет изменения ее поляризации; 3)  $(1/V)\delta W_E = PdE$  — Р. системы за счет изменения ее поляризации и потенциальной энергии единицы объема в электростатич. поле. В качестве внешнего параметра, характеризующего величину электростатич. поля, соответственно выбираются  $D$ ,  $P$  или  $E$  (последний выбор наиболее удобен в микроскопич. теории). Аналогичен смысл выражений для Р. системы при наличии магнитного поля:  $(1/V)\delta W_B = -(H/4\pi)dB$ ;  $(1/V)\delta W_M = -HdM$ ;  $(1/V)\delta W_H = MdH$  ( $H$ ,  $B$  и  $M$  — магнитное поле, магнитная индукция и намагниченность). Неоднозначность выражений для  $\delta W$  при наличии, напр., электростатич. поля связана с возможностью различного выбора параметров, характеризующих систему, и с

различными определениями внутр. энергии ед. объема  $U$  в каждом из вариантов.

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Базаров И. П., Термодинамика, М., 1961. И. Е. Дзялошинский, И. А. Квасников.

**РАБОТА ВЫХОДА** — основная характеристика данной поверхности проводника (или полупроводника) при данной темп-ре  $T$ , определяющая закономерности электронных эмиссий с этой поверхности;  $P$ . в. поверхностей двух проводников определяют также *контактную разность потенциалов* между ними.  $P$ . в.  $\chi$  (в адиабатическом и одноэлектронном приближениях) равна разности энергии  $E_a$  электрона, покоящегося вне тела на расстоянии, где силами, действующими на электрон со стороны этой поверхности, можно пренебречь, и энергии  $E_0$ , соответствующей уровню электрохимич. потенциала системы электронов (уровню Ферми) внутри тела:  $\chi = E_a - E_0$ . Величину  $P$ . в. выражают в э или эв, а также в е по соотношению  $\chi = e\phi$ , где  $e$  — заряд электрона.

Вследствие нек-рых трудностей измерения определяемой так  $P$ . в. (т. н. истинной  $P$ . в.), в лит-ре фигурируют также под названием  $P$ . в. и неск. иные величины. Напр., термоэлектронные методы определения  $P$ . в. основываются на ур-нии Ричардсона—Дешмана, связывающем измеряемые на опыте плотности тока насыщения термоэмиссии  $j_T$  и темп-ру эмиттера  $T$  с истинной  $P$ . в.  $\phi$ :

$$j_T = A_0 (1 - \bar{R}) T^2 \exp(-e\phi/kT), \quad (1)$$

где  $\bar{R}$  — средний коэффициент отражения термоэлектронов от поверхности катода и  $A_0 = 4\pi emk^2/h^3 = 120,6 \text{ а/см}^2\text{град}^2$  — универсальная термоэлектронная постоянная Зоммерфельда. Ур-ние (1) можно переписать в виде:

$$\phi = kT [\ln A_0 + \ln(1 - \bar{R}) - \ln(j_T/T^2)]/e. \quad (2)$$

Точное определение  $\phi$  по (2), однако, невозможно, так как почти для всех эмиттеров  $\bar{R}$  неизвестно. В методе «полного тока» принимается, что  $\bar{R} = 0$ , и вычисляется величина  $\phi_{п.т.}$  по ф-ле  $\phi_{п.т.} = kT[\ln A_0 - \ln(j_T/T^2)]/e$ . Легко видеть, что  $\phi_{п.т.} > \phi$ , однако разность  $(\phi_{п.т.} - \phi)$  при разумных предположениях о возможных значениях  $\bar{R}$  не превышает неск. сотых э.

В методе «прямых Ричардсона»  $P$ . в.  $\phi_p$  определяется из наклона прямой графика зависимости  $\ln(j_T/T^2) = f(1/T)$ , к-рый, по (1), казалось бы, дает возможность определить  $\phi$ , не зная  $\bar{R}$ . Однако  $P$ . в. зависит от темп-ры эмиттера  $\phi = \phi(T)$  и поэтому, вообще говоря, график  $\ln(j_T/T^2) = f(1/T)$  не будет прямой линией. Если в нек-ром интервале темп-р, около  $T_0$ , зависимость  $\phi(T)$  можно аппроксимировать линейной функцией:  $\phi(T) = \phi(T_0) + \alpha(T - T_0)$ , где  $\alpha = \frac{d\phi}{dT} = \text{const}$  — температурный коэффициент  $P$ . в., то (1) можно записать в виде:

$$j_T = A_0 (1 - \bar{R}) \exp(-\alpha/k) T^2 \exp\{-e[\phi(T_0) - \alpha T_0]/kT\} = A_1 T^2 \exp(-e\phi_p/kT), \quad (3)$$

т. е. график  $\ln(j_T/T^2) = f(1/T)$  хотя и представляет собой прямую линию, но наклон ее равен не истинной  $P$ . в.  $\phi$ , при какой-либо темп-ре, а т. н. эффективной (или Ричардсоновой)  $P$ . в.  $\phi_p = \phi(T_0) - \alpha T_0$ . Так как  $\alpha$  может быть как положительным, так и отрицательно, то и  $\phi_p$  может быть как меньше, так и больше  $\phi(T_0)$ . По этой же причине в (3)  $A_1 = A_0(1 - \bar{R})\exp(-\alpha/k)$  (Ричардсонова термоэлектронная постоянная данной поверхности эмиттера) может быть и больше, и меньше  $A_0$ . Для металлов величина  $\alpha \approx 10^{-5} \text{ э/град}$  и  $\phi_p$

отличается от  $\phi$  и от  $\phi_{п.т.}$  на сотые э; однако для некоторых полупроводников  $\alpha \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  в э/град и разлчие  $\phi_p$  и  $\phi$  весьма существенно.

Существуют различные варианты определения  $P$ . в., основанные на измерении контактной разности потенциалов  $V_{крп}$  между поверхностями двух проводников:  $V_{крп} = \phi_1 - \phi_2$ , дающие возможность при известном значении одной  $P$ . в. найти другую. Достаточно широко применяются фотоэлектрич. методы определения  $\phi$ . Одни из них основаны на применении ур-ния Эйнштейна:  $(1/2mv^2)_{\max} = hv - e\phi$  и позволяют по измеренной на опыте кинетич. энергии наиболее быстрых фотоэлектронов  $(1/2mv^2)$ , выбрасываемых фотонами с энергией  $hv$ , вычислить  $\phi$ . Для чистых металлов значение  $P$ . в., измеренной этим методом (фотоэлектрич.  $P$ . в.  $\phi_{\phi}$ ), достаточно хорошо совпадает с ее значением, измеренным термоэлектронными методами. Для полупроводников, однако,  $\phi_{\phi} > \phi$ . Другие фотоэлектрич. методы основаны на исследовании зависимости квантового выхода  $Y$  от частоты света  $\nu$  (метод Фаулера для металлов). Есть и другие варианты фотоэлектрических методов. Применяются также автоэлектронные методы определения  $P$ . в., основанные на теоретич. зависимости плотности тока автоэмиссии  $j_a$  от напряженности поля  $E$ , вызывающего эмиссию, и от величины  $P$ . в.  $\phi$ :  $j_a = j_a(E, \phi)$ .

$P$ . в. данного вещества зависит от строения поверхности эмиттера. Поэтому  $P$ . в. кристаллич. граней с различными миллеровскими индексами  $(ikl)$  монокристаллов данного вещества различны, т. е.  $\phi = \phi(ikl)$ . В табл. 1 приведены значения  $\phi(ikl)$  для некоторых граней кристалла W; из нее видно, что эти различия могут превышать 1 эв. При повышении темп-ры происходит постепенное нарушение упорядоченного строения грани, что является одной из причин темп-рой зависимости  $P$ . в.

Таблица 1.

$(ikl)$ . . . . .	(116)	(111)	(100)	(112)	(110)
$\phi(ikl)$ (эв) . . . . .	4,3	4,39	4,52	4,65	5,3—6,0

$P$ . в. данной грани определенного вещества зависит от наличия на ее поверхности слоя чужеродных атомов («пленочные катоды»). Впервые это влияние чужеродных атомов на  $P$ . в. было обнаружено и изучено для торированного W; наличие слоя атомов Th на W приводило к существенному понижению  $P$ . в. поверхности, зависящему от количества этих атомов (измеряемому обычно степенью покрытия  $\theta$ , равной отношению числа  $n$  атомов Th, находящихся на поверхности, к числу их  $n_1$  в мономолекулярном слое, т. е.  $\theta = n/n_1$ ).  $P$ . в. достигает минимального значения, по-видимому, при  $\theta = 1$ . Сильное уменьшение  $P$ . в. вызывает появление пленки металлов 1-й и 2-й групп элементов и их окислов на W и др. тяжелых металлах (Mo, Ta, Re и др.). Особенно эффективны Cs и Ba (см. табл. 2).

В противоположность этому наличие пленок адсорбированного кислорода и галогенов приводит к увеличению  $P$ . в. При увеличении толщины покрытия происходит переход  $P$ . в. от значения, соответствующего подложке, к значению  $P$ . в., соответствующему веществу покрытия; этот переход происходит при толщине слоя порядка радиуса Дебая — Гюккеля в покрытии. Для металлических покрытий (Th, Cs) этот переход имеет место уже при покрытии в два атомных слоя.

$P$ . в. данной поверхности зависит от напряженности внешнего электрич. поля  $E$  у этой поверхности. Поле, тянущее электроны от поверхности, уменьшает  $P$ . в.

(эффект Шоттки). Для металлов это уменьшение хорошо согласуется с теорией Шоттки, согласно к-рой

$$\varphi(E=0) - \varphi(E) = \Delta\varphi = \sqrt{eE/kT}. \quad (4)$$

Подавляющее большинство эмиттеров как используемых в технике, так и изучаемых в экспериментальных исследованиях, — поликристаллы. На поверхность эмиттера выходят разные грани микрокристаллов, имеющие неодинаковые Р. в. Поэтому поверхность таких эмиттеров неоднородна по Р. в.; локальная Р. в.  $\varphi(r_s)$  различна в разных точках  $r_s$  поверхности («пятнистые катоды»). Подобная пятнистость имеет место и при неравномерном покрытии в случае плочных катодов. Неоднородность поверхности существенно осложняет проблему Р. в. Над такой поверхностью возникает электрич. поле контактной разности потенциалов, ускоряющее электроны в областях поверхности, где  $\varphi(r_s) > \bar{\varphi}_s$  [ $\bar{\varphi}_s$  — средняя по поверхности Р. в.:  $\bar{\varphi}_s = \frac{1}{s} \int_s \varphi(r_s) ds$ ], и задерживающее их в областях, где  $\varphi(r_s) < \bar{\varphi}_s$  («поле пятен»).

Эмиссия электронов с первых областей при этом определяется практически их локальной Р. в., а со вторых — полной Р. в.  $\Phi(r_s) = \varphi(r_s) + \Delta V(r_s)$ , где  $\Delta V(r_s)$  — дополнительный барьер поля пятен. Внешнее электрич. поле  $E$ , тянущее электроны от поверхности, при этом, помимо снижения Р. в. по Шоттки, частично или полностью компенсирует задерживающее поле пятен, уменьшая  $\Delta V(r_s)$  и снижая  $\Phi(r_s)$ . Это вызывает, напр., рост термоэлектронного тока с этих областей значительно более быстрый, чем при нормальном эффекте Шоттки («аномальный эффект Шоттки»).

Измерения Р. в. пятнистых поверхностей дают нек-рые средние значения  $\bar{\varphi}$ ;  $\varphi_{\min} < \bar{\varphi} < \varphi_{\max}$ , причем различные методы измерения дают эти значения, усредненные по-разному. Напр., методы, основанные на измерении контактной разности потенциалов, дают среднюю по поверхности Р. в.  $\bar{\varphi}_s$ ; термоэлектронные методы — среднюю по термоэлектронному току  $\bar{\varphi}_j = \frac{1}{j_T} \int_s \varphi(r_s) j_T(r_s) ds$ , автоэлектронные — Р. в., усредненную по автоэлектронному току  $\bar{\varphi}_a = \frac{1}{j_a} \int_s \varphi(r_s) j_a(r_s) ds$

и т. д.

В табл. 2 приведены значения Р. в. для поликристаллич. эмиттеров из некоторых элементов, а в табл. 3 — для нек-рых плочных катодов и соединений.

Т а б л и ц а 2.

Элемент	C	Na	Si	Ca	Ni	Mo	Ag	Cs	Ba	Ta	W	Re	Pt	Au	Th
$\varphi$ (эВ)	4,5	2,3	4,8	3,0	4,9	4,3	4,0	1,8	2,4	4,1	4,5	5,0	5,3	4,3	3,4

Т а б л и ц а 3.

Эмиттер	W—Th	W—Cs	W—O—Cs	ThO <sub>2</sub>	LaB <sub>6</sub>	ZrC	TaC
$\varphi$ (эВ)	2,6	1,3	~1	3,2	2,7	3,6	4,2

Лит.: 1) Херинг К., Никольс М., Термоэлектронная эмиссия, пер. с англ., М., 1950; 2) Дорцов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952.

Л. Н. Добрецов.

**РАБОТА ДЕФОРМАЦИИ** — работа внутренних сил, совершаемая при деформации тела. Различают Р. д. удельную  $a$ , отнесенную к единице объема тела, и полную  $A$ , отнесенную ко всему объему тела. Удельная

Р. д. характеризует способность материала к восприятию ударного и внезапного действия нагрузки; чем она выше, тем надежнее воспринимает материал подобные нагрузки. В пределах упругих деформаций удельная Р. д. (или упругий потенциал) равна  $a_y = = 1/2(\sigma_1\varepsilon_1 + \sigma_2\varepsilon_2 + \sigma_3\varepsilon_3)$ , где  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  — главные напряжения, действующие по граням прямоугольного параллелепипеда, и  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  — соответствующие линейные удлинения его ребер. За пределами упругости, вообще при нелинейной связи между  $\sigma$  и  $\varepsilon$ , ф-ла для  $a_y$  непригодна и удельная Р. д. определяется выражением, зависящим от стадии деформации. Суммирование удельной Р. д. по всему объему тела дает полную Р. д.:  $A = \int adxdydz$ . Полную Р. д. можно также определить, согласно закону сохранения энергии, как работу внешних сил, к-рая численно равна и обратна по знаку Р. д.

**РАБОЧИЕ МЕРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ** — средства измерения, применяемые для практич. измерений (для проверки др. средств измерения не применяются). Подробнее см. *Меры, Измерительные приборы и Образцовые меры и измерительные приборы*.

**РАВНОВЕСИЕ ИОНИЗАЦИОННОЕ** — равновесное состояние ионизованного газа. Осуществляется при достаточно высоких темп-рах, когда столкновения частиц газа сопровождаются ионизацией.

Р. и. — частный случай равновесия химического. Реакции ионизации описываются ур-ниями вида  $A_0 = A_1 + e^-, \dots, A_{n-1} = A_n + e^-$ ;  $A_0$  обозначает нейтральный атом,  $A_n$  —  $n$ -кратно ионизованный атом,  $e^-$  — электрон. В применении к реакциям ионизации действующих масс закон приводит к ур-нию

$$\frac{c_n c}{c_{n-1}} = \frac{2g_n}{g_{n-1}} \left( \frac{\sqrt{2\pi m k T}}{h} \right)^3 \exp(-I_n/kT). \quad (1)$$

Здесь  $c_0, c_n, c$  — соответственно число нейтральных частиц,  $n$ -кратных ионов, электронов в единице объема,  $m$  — масса электрона,  $T$  — темп-ра,  $I_n$  —  $n$ -й ионизационный потенциал,  $g_n$  — статистич. вес  $n$ -го состояния,  $k$  — постоянная Больцмана. Ур-ние (1) совместно с условием электрич. нейтральности  $c = \sum n c_n$  позволяет определить концентрации различных ионов при ионизационном равновесии. Множитель  $2g_n/g_{n-1}$  в (1) обычно  $\sim 1$ . Выражение (1) наз. ф-лой Саха.

Чтобы оценить темп-ру, нужную для каждой ступени ионизации, пользуются более простой ф-лой:

$$T_{n, 1/2} = I_n / \ln [1 / (h / \sqrt{2\pi m k T})^3 c],$$

к-рая следует из (1), когда  $c_{n-1} = c_n, T_{n, 1/2}$  — темп-ра половинной ионизации для ступени  $n$ .

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теор. физика, т. 4.), § 102; 2) Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, М., 1961, с. 37—40. Ю. Л. Калмантович.

**РАВНОВЕСИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ** — состояние, при к-ром все точки механич. системы находятся в покое по отношению к рассматриваемой системе отсчета. Если система отсчета является инерциальной, равновесие наз. абсолютным, в противном случае — относительным. Изучение условий Р. м. с. — одна из основных задач статики. Условия Р. м. с. имеют вид равенств, связывающих действующие силы и параметры, определяющие положение системы; число этих условий равно числу степеней свободы системы. Условия относительного Р. м. с. составляют так же, как и условия абсолютного равновесия, если к действующим на точки системы силам прибавить соответствующие переносные силы инерции. Необходимые и достаточные условия равновесия свободного твердого тела состоят в равенстве нулю сумм проекций на три координатные оси  $Oxyz$  и сумм мо-

ментов относительно этих осей всех приложенных к телу сил, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \sum F_{kx} = 0, \quad \sum F_{ky} = 0, \quad \sum F_{kz} = 0; \\ \sum m_x(F_k) = 0, \quad \sum m_y(F_k) = 0, \quad \sum m_z(F_k) = 0 \end{aligned} \right\} (1)$$

При выполнении условий (1) тело будет по отношению к данной системе отсчета находиться в покое, если скорости всех его точек относительно этой системы в момент начала действия сил были равны нулю. В противном случае тело при выполнении условий (1) будет совершать т. н. движение по инерции, т. е., напр., двигаться поступательно, равномерно и прямолинейно, равномерно вращаться вокруг одной из своих главных центральных осей инерции или совершать вокруг центра масс *эйлерово движение*.

Если твердое тело не является свободным (см. *Связи механические*), то условия его равновесия дают те из равенств (1) (или их следствия), к-рые не содержат реакций наложенных связей; остальные равенства дают ур-ния для определения неизвестных реакций. Напр., для тела, имеющего неподвижную ось вращения  $Oz$ , условием равновесия будет  $\sum m_z(F_k) = 0$ ; остальные равенства (1) служат для определения реакций подшипников, закрепляющих ось. Если тело закреплено наложенными связями жестко, то все равенства (1) дают ур-ния для определений реакций связей. Такого рода задачи часто решаются в технике.

На основании *отвердевания принципа*, равенства (1), не содержащих реакций внешних связей, дают одновременно необходимые (но не достаточные) условия равновесия любой механич. системы и, в частности, деформируемого тела. Необходимые и достаточные условия равновесия любой механич. системы могут быть найдены с помощью *возможных перемещений принципа*. Для системы, имеющей  $s$  степеней свободы, эти условия состоят в равенстве нулю соответствующих обобщенных сил:

$$Q_1 = 0, Q_2 = 0, \dots, Q_s = 0. \quad (2)$$

Из состояний равновесия, определяемых условиями (1) и (2), практически реализуются лишь те, к-рые являются устойчивыми (см. *Устойчивость равновесия*). Равновесия жидкостей и газов рассматриваются в *гидростатике* и *аэростатике*. С. М. Тарг.

**РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ** — состояние термодинамич. системы, в к-ром ее параметры не меняются со временем; в таком состоянии системы отсутствуют процессы, сопровождающиеся диссипацией энергии, напр. потоки тепла или химич. реакции. С микроскопической точки зрения, Р. т. представляет собой состояние динамического или подвижного равновесия, так что равновесные значения термодинамич. параметров, строго говоря, не являются абс. фиксированными: они соответствуют статистич. средним величинам, около к-рых возможны флуктуации. Обязательное условие Р. т. — малость флуктуаций параметров системы по сравнению с их средними значениями. Поэтому, если система, помещенная в неизменные внешние условия (напр., изолированная или находящаяся в термостате), достигла состояния Р. т., то она не может самопроизвольно выйти из этого состояния (свойство устойчивости Р. т.).

Одно из условий Р. т. — механич. равновесие системы. Это означает, что в системе невозможны никакие макроскопич. движения, кроме поступательного или вращения системы как целого. Отсюда следует, в частности, что в состоянии Р. т. давление  $p$  должно быть одинаково во всех частях системы. Вторым условием является упомянутое выше отсутствие потоков тепла между отдельными частями системы и, как следствие, равенство темп-р  $T$  для всех составляющих систему тел.

Равновесные значения термодинамич. характеристик системы соответствуют экстремальным значениям *потенциалов термодинамических*: для адиабатически изолированной системы, характеризующейся параметрами  $U$  (внутр. энергия),  $N$  (число частиц),  $V$  и  $X$  (объем и др. внешние параметры), равновесное состояние, согласно 2-му началу термодинамики, соответствует макс. значению энтропии  $S$  (максимум по отношению к изменению др. параметров, напр.  $T$ ,  $p$ , концентраций в отдельных частях системы и т. д.); для системы, находящейся в термостате (переменные  $T$ ,  $V$ ,  $X$ ,  $N$ ), — минимуму свободной энергии (по отношению к изменению  $S$ ,  $p$ , концентраций в отдельных частях системы и т. д.); для систем, характеризующихся параметрами  $T$ ,  $p$ ,  $X$ ,  $N$ , — минимуму термодинамич. потенциала Гиббса  $G$  и т. д. Условия экстремума определяют равновесные значения величин, сопряженных к выбранным независимым переменным, а условия максимума (или минимума) определяют условия устойчивости данного равновесного состояния. Напр., равновесное состояние однофазной системы осуществляется при равных значениях  $T$ ,  $p$  и т. д. во всех точках системы, а условия устойчивости этого однородного состояния имеют вид  $(\partial p / \partial V)_T < 0$ ,  $C_p > 0$  и являются критериями устойчивости по отношению к механическому и тепловому воздействиям на систему.

Если однофазная система состоит из неск. химически реагирующих веществ  $A_1, A_k$  (хим. реакция записывается в виде  $\sum_{1 \leq i \leq k} A_i \nu_i = 0$ , где  $\nu_i$  — целые числа), то условие Р. т. приводит к закону  $\sum_i \mu_i(p, T) \nu_i = 0$ ,

где  $\mu_i$  — *химический потенциал* для  $i$ -го компонента (следствием этого соотношения является *действующая масс закон*). Условия равновесия многофазной системы выражаются в виде серии равенств хим. потенциалов каждой из  $n$  фаз  $\mu_i^{(1)} = \dots = \mu_i^{(n)}$  для каждого (из  $k$ ) компонента системы. Каждое из равенств  $\mu^{(1)}(p, T) = \mu^{(2)}(p, T)$  определяет кривую фазового равновесия в переменных  $p, T$ . Если при рассмотрении Р. т. учесть силы, действующие со стороны поверхности раздела фаз (натяжение), или внешние силы (типа силы тяжести), то к условию равенства хим. потенциалов следует добавить соотношение, учитывающее несовпадение величин давления в различных частях рассматриваемой системы.

Возможны случаи, когда термодинамич. потенциал имеет неск. экстремальных значений и система может находиться в одном из соответствующих этим значениям состояний (т. н. *метастабильное состояние*); однако стабильным ее состоянием будет то, к-рое соответствует наименьшему значению этого потенциала (в изолированной системе — наибольшему значению  $S$ ).

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Базаров И. П., Термодинамика, М., 1961. И. Е. Дзюлошиский, И. А. Гвасчикова.

**РАВНОВЕСИЕ ХИМИЧЕСКОЕ** — состояние системы, в к-рой прямые и обратные хим. реакции идут с одинаковой скоростью, вследствие чего состав системы остается постоянным, пока сохраняются условия ее существования. Для каждой реакции при Р. х. соотношение концентраций реагирующих веществ постоянно при данной темп-ре (см. *Действующих масс закон*). Положение Р. х. качественно определяется *Ле Шателье—Брауна принципом*, количественно — соответствующими термодинамич. соотношениями (см. *Изобары реакции уравнение*, *Изотермы реакции уравнение*, *Изохоры реакции уравнение*).

**РАВНОМЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** (п р я м о у г о л ь н о е р а с п р е д е л е н и е) — специальный

вид распределения вероятностей случайной величины  $\xi$ , принимающей значения из интервала  $(a - h, a + h)$ ; характеризуется плотностью вероятности:

$$P_{\xi}(x) = \begin{cases} 1/2h & \text{при } a - h < x < a + h, \\ 0 & \text{в других случаях.} \end{cases}$$

Математич. ожидание:  $M\xi = a$ , дисперсия:  $D\xi = h^2/3$ , характеристич. ф-ция:  $\varphi(t) = \frac{\sin ht}{ht} e^{ait}$ .

С помощью линейного преобразования интервал  $(a - h, a + h)$  может быть переведен в любой заданный интервал. Так, величина  $\eta = (\xi - a + h)/2h$  равномерно распределена на интервале  $(0, 1)$ . Если  $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$  равномерно распределены на интервале  $(0, 1)$ , то закон распределения их суммы, нормированной математич. ожиданием  $n/2$  и дисперсией  $n/12$ , при возрастании  $n$  быстро приближается к нормальному (даже при  $n = 3$  приближение часто бывает достаточным для практики).

В. И. Битюков.

**РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАКОН** — утверждение, согласно которому в классической статистич. системе, находящейся в состоянии равновесия термодинамического, для отдельной частицы системы на каждую трансляционную ее степень свободы в среднем приходится энергия  $kT/2$ , на каждую вращат. степень свободы — также  $kT/2$ , на каждую колебат. степень свободы — энергия  $kT$ , где  $T$  — темп-ра системы,  $k$  — постоянная Больцмана. Р. з. выражает предположение о независимости внутримолекулярного движения от расположения молекул газа (что справедливо, если взаимодействие между ними мало), независимости отдельных видов внутр. движения (колебания считаются малыми, ангармонич. члены — отсутствующими). Являясь классич. законом, Р. з. ограничен областью применимости классич. приближения:

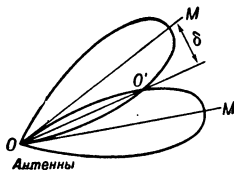
условие невырожденности газа  $(N/V)(h^2/mkT)^{3/2} \ll 1$  обеспечивает применимость Р. з. по отношению к трансляционному движению ( $m$  — масса молекулы,  $N/V$  — плотность их числа,  $h$  — постоянная Планка), условия  $T \gg T_{\text{вращ}} = h^2/2Ik$  и  $T \gg T_{\text{колеб}} = h\omega/k$  — по отношению к вращательным и колебат. движениям молекул ( $I$  — ее момент инерции,  $\omega$  — собств. частота колебаний). Если часть из этих условий не удовлетворена, то говорят, что соответствующие степени свободы «выключены». Значения темп-р «включения» вращательных  $T_{\text{вращ}}$  и колебат.  $T_{\text{колеб}}$  степеней свободы: для  $\text{H}_2$  —  $85,4^\circ\text{K}$  и  $6000^\circ\text{K}$ ; для  $\text{N}_2$  —  $2,85^\circ\text{K}$  и  $3340^\circ\text{K}$ ; для  $\text{O}_2$  —  $2,07^\circ\text{K}$  и  $2230^\circ\text{K}$ . При комнатных температурах ( $T \sim 300^\circ\text{K}$ ) колебат. степени свободы этих газов можно считать полностью выключенными, вращательные — включенными. Более сложные молекулы характеризуются неск. значениями моментов инерции и характерных частот (т. е. несколькими  $T_{\text{вращ}}$  и  $T_{\text{колеб}}$ ). Если пренебречь взаимодействием молекул друг с другом, то для определения внутренней энергии  $U = C_v T$  и теплоемкости  $C_v$  газа, молекулы к-рого состоят из  $n$  атомов, в классич. приближении достаточно подсчитать число независимых степеней свободы: 3 вращательных,  $3n - 6$  колебат. (для линейных молекул соответственно 2 и  $3n - 5$ ) и 3 трансляционных, и воспользоваться Р. з. В применении к твердому телу, состоящему из  $N$  атомов ( $3N - 6$  независимых колебат. степеней свободы), Р. з. приводит к закону Дюлонга и Пти:  $U = 3NkT$ . Классич. рассмотрение оправдано для значений  $T \gg T_D$ , причем характеристич. темп-ра  $T_D$  (см. Дебая закон теплоемкости) для различных веществ меняется в значит. пределах (для свинца —  $88^\circ\text{K}$ , для алмаза —  $1860^\circ\text{K}$ ).

Р. з. при рассмотрении равновесного излучения приводит к ф-ле Рэлея — Джинса для спектральной

плотности равновесного излучения, справедливой для частот  $\omega \ll kT/h$ .

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теор. физика, т. 4). И. А. Квасников.

**РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНЫ МЕТОД** — метод определения направления на объект, излучающий или отражающий радиоволны, основанный на сравнении амплитуд сигналов, принимаемых неск. антеннами с диаграммами направленности, пересекающимися в пространстве (см. рис.). При равенстве амплитуд сигналов прямая  $OO'$  соответствует направлению на объект. Т. к. точность определения направления ограничена, то это направление может быть установлено с точностью до нек-рого телесного угла (зоны) вокруг  $OO'$ . Точность определения по Р. з. м. повышается (до известных пределов) с ростом  $\delta$  и значительно (примерно в 10 раз) превосходит точность определения направления по максимуму амплитуды одной антенны ( $OM$  или  $OM'$ ), т. к. сравнение амплитуд в Р. з. м. происходит на участках диаграмм направленности с резкой зависимостью уровней принимаемых сигналов от угловых координат. Нек-рое уменьшение амплитуд принимаемых при этом сигналов приводит к уменьшению дальности действия прибора (в радиолокации обычно на 10—16% по сравнению с максимальной). Диаграммы направленности, необходимые для Р. з. м., получают также с помощью одной антенны при механическом или электронном «качании» (сканировании) ее диаграммы. Применяется конич. сканирование луча, т. е. быстрое вращение диаграммы вдоль образующих конуса. При этом равносигнальная зона в пространстве направлена по оси конуса. Р. з. м. широко применяется в радионавигации (радиокомпас, радиомаяк и др.), а также в Радиолокации.



Лит.: 1) Мигулин В. В., Лекции по основам радиолокации, М., 1958; 2) Горский А. И., Радионавигация, Л., 1956; 3) Пистолькорс А. А., Антенны, М., 1947.

В. И. Медведев.

**РАД (rad)** — внесистемная единица поглощенной дозы ионизирующего излучения. Под поглощенной дозой, в соответствии с международными рекомендациями и ГОСТ 8848—63, понимается энергия ионизирующего излучения, поглощенная единицей массы облучаемого вещества.

Дозе в 1 рад соответствует количество поглощенной энергии в  $0,01 \text{ Дж/кг}$  (в Международной системе единиц) и  $100 \text{ эрг/г}$  (в СГС системе единиц).

**РАДИАЦИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА ( $T_r$ )** — параметр, характеризующий полную (по всему спектру) энергетическую яркость  $B_\nu$  излучающего тела; равна такой темп-ре черного тела, при к-рой его яркость  $B_\nu^0 = B_\nu$ . Непосредственно из закона Стефана—Больцмана вытекает, что  $T_r = (\pi B_\nu / \sigma)^{1/4}$ , где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$  (см. Стефана—Больцмана закон излучения). Измеряя  $B_\nu$ , напр. радиационным пирометром, можно определить  $T_r$ . Если же известна излучательная способность  $\epsilon_T = B_\nu(T) / B_\nu^0(T)$  данного тела, то можно вычислить его истинную темп-ру  $T = [\epsilon_T]^{-1/4} \cdot T_r$ .

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Euler J., Ludwig R., Arbeitsmethoden der optischen Pyrometrie, Karlsruhe, 1960; 3) Land T., «Trans. Soc. Instrum. Technol.», 1959, v. 11, № 1, p. 10—18.

В. Н. Колесников.

**РАДИАЦИОННАЯ ХИМИЯ** — изучает химич. превращения под действием ионизирующих излучений. Быстрая заряженная частица, двигаясь в веществе, вызывает ионизацию, возбуждение, диссоциацию и

диссоциативную ионизацию молекул. При любом типе первичной быстрой частицы значительная доля химич. превращений молекул обусловлена взаимодействием последних со вторичными электронами энергии  $10^1-10^3$  эв. Поэтому радиационный выход  $G$  (число молекул, превратившихся или вновь образованных в веществе на 100 эв поглощенной энергии) иногда лишь слабо зависит от типа первичных частиц.

Радиац.-химич. действие  $\gamma$ -квантов обусловлено преимущественно комптоновскими электронами, поэтому величины  $G$  и направления радиационно-химич. превращений под действием  $\gamma$ -излучения и быстрых электронов практически одинаковы. В результате, когда облучаемая среда состоит из компонентов, содержащих преимущественно легкие атомы (типичный случай для органич. химии), энергия, поглощенная каждым из компонентов, с достаточной точностью пропорциональна его «электронной доле», т. е. доле электронов всей смеси, входящей в молекулу данного компонента. В более сложных случаях необходимо внесение поправок. Радиац.-химич. действие быстрых нейтронов обусловлено образованием быстрых ядер отдачи, к-рые затем уже взаимодействуют с электронными оболочками молекул, и быстрыми заряженными частицами и  $\gamma$ -квантами, образующимися при ядерных реакциях нейтронов. Так, примерно половина химич. превращений в среде из водородосодержащих молекул, если она облучается нейтронами с энергией  $2$  Мэв, происходит за счет протонов отдачи, а половина — за счет  $\gamma$ -квантов, испускаемых при захвате нейтронов протонами.

Для большей части веществ  $G = 4-10$  молекул/100 эв. Ионный выход в газах равен  $3-4$  парам ионов/100 эв, поэтому принято считать, что, грубо говоря, половина происходящих в данной среде превращений связана с ионизацией, а половина — с возбуждением. К более устойчивым по отношению к действию радиации веществам принадлежат ароматич. молекулы, особенно состоящие из неск. ароматич. колец. Выход разложения  $G \sim 10^{-1}$  или меньше; однако  $G$  димеризации этих молекул или образования соединений их с др. молекулами может быть значительно выше.

Изучено большое число радиационно-химич. реакций: разложения (особенно крекинга органич. веществ, в частности углеводородов), димеризации и полимеризации, окисления, галоидирования и т. д.; при радиаци. иницировании цепных химич. реакций  $G$  достигают  $10^5-10^6$ . Особое значение, благодаря практич. важности, имеет радиолит водных растворов и полимеров (см. *Излучения*, действие на вещество).

В основе теории Р. х. лежат известные представления о взаимодействии молекулы и электрона с энергией  $10^1-10^3$  эв — основного первичного элементарного процесса Р. х. Продукты этого взаимодействия: ионы, свободные радикалы, возбужденные частицы, как правило, вступают в реакции с др. молекулами (вторичные элементарные процессы), чем обусловлено т. н. косвенное действие излучения, т. е. химич. превращение одних компонентов смеси за счет энергии излучения, поглощенной др. компонентами. Благодаря существованию вторичных процессов становится возможной сенсбилизация разложения или же радиац. защита одних компонентов другими. Защитное действие ароматич. соединений обычно приписывают способности их молекул воспринимать энергию от другой возбужденной молекулы до того, как она успевает диссоциировать, и затем рассеивать или излучать эту энергию, не разлагаясь, — защита типа «губки». Защитное действие олефинов в значит. степени состоит в захвате ими атомарного водорода, выделившегося при разложении органич. молекулы: захватывая атом H, молекула олефина препятствует его

реакции с другими молекулами, защищая их. Олефин при этом превращается в соответствующий алкильный радикал, к-рый затем может рекомбинировать с другими атомами или радикалами — защита типа «жертвы».

Элементарные процессы Р. х., для к-рых характерно участие быстрых заряженных и электронно возбужденных частиц, имеют много общего с процессами при очень высокой темп-ре (в плазме) и, отчасти, при фотохимич. реакциях. Поэтому наметилась тенденция рассматривать все эти области химии, с теоретич. точки зрения, как единую область химич. кинетики — химию высоких энергий.

Практич. значение Р. х. связано с двумя аспектами. 1) Радиац.-химич. превращения происходят в полях излучений, возникающих в атомной технике или в природе, и главная задача — максимально возможная защита от разрушения и разложения материалов (теплоносителей в ядерных реакторах, полимерных и смазочных материалов, работающих в поле излучения, в частности в условиях космоса; радиобиол. защита и т. д.). 2) Многочисленные работы направлены на применение Р. х. для получения материалов с новыми ценными свойствами и создание высокоэффективных химико-технологич. процессов. Большая часть работ носит пока поисковый характер: изучаются полимеризация, модификация полимеров, галоидирование органич. соединений, окисление углеводородов, крекинг и многие др. До промышленного уровня доведены либо близки к нему лишь немногие процессы, гл. обр. нек-рые процессы вулканизации (полимерные пленки, автомобильные шины). Принципиальный интерес представляет осуществление радиац.-химич. эндотермич. процессов, в к-рых энергия излучения превращается в потенциальную химич. энергию, напр. процесс фиксации азота.

В качестве источников излучения в Р. х. применяются: ускорители (преимущественно электронные), рентгеновские установки, ядерные реакторы, искусственные радиоактивные изотопы и «отработанные» теплоделяющие элементы ядерных реакторов. Наиболее распространены источники из радиоактивного  $Co^{60}$  ( $10^4-10^6$  г-эвг, с макс. мощностью дозы неск. тыс. рентген/сек) и электронные ускорители с током  $10^{-2}-10^1$  ма и энергией  $1-20$  Мэв.

Лит.: 1) П ш е ж е д к и й С. Я., Механизм радиационно-химических реакций, М., 1962; 2) В е р е ш и н с к и й И. В., П и к а е в А. К., Введение в радиационную химию, М., 1963; 3) Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии, т. 1-3, Ташкент, 1960-61; 4) Труды I Всесоюзного совещания по радиационной химии (25-30 марта 1957), М., 1958; 5) Труды II Всесоюзного совещания по радиационной химии, М., 1962; 6) Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, М., 1958; 7) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, М., 1959; 8) Ч а р л з б и А., Ядерные излучения и полимеры, пер. с англ., М., 1962; 9) С в о л л о у А., Радиационная химия органических соединений, пер. с англ., М., 1963; 10) А л л е н А. О., Радиационная химия воды и водных растворов, пер. с англ., М., 1963. В. Л. Тальрозе.

**РАДИАЦИОННОЕ ДАВЛЕНИЕ** в а к у с т и к е — см. Давление звукового излучения.

**РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ** — поправки к различным наблюдаемым эффектам в квантовой электродинамике, физически обусловленные взаимодействием заряженной частицы со своим собственным электромагнитным полем и формально возникающие из-за испускания и поглощения виртуальных электронов и фотонов. Р. п. представляются в виде ряда по постоянной тонкой структуры  $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ , причем поправки 1-го порядка пропорциональны  $\alpha$ , 2-го —  $\alpha^2$  и т. д. При вычислении Р. п., когда учитываются виртуальные фотоны и электроны с большими импульсами, возникают бесконечные выражения (расходимости), к-рые исключаются из рассмотрения *перенормировкой заряда, массы*. За счет испускания виртуальных фотонов малых частот также



возникают расходимости — т. н. «инфракрасная катастрофа», связанная с тем, что при любом процессе в квантовой электродинамике вероятность сопутствующего испускания фотона малой частоты  $\omega$  пропорциональна  $d\omega/\omega$  и обращается в бесконечность при  $\omega \rightarrow 0$ . Инфракрасная катастрофа исчезает, когда учитывается то обстоятельство, что при любом процессе может одновременно происходить испускание большого числа фотонов малых частот. При расчете Р. п. для устранения инфракрасной расходимости осуществляется след. процедура. При вычислении вероятности некоего процесса с учетом Р. п. порядка  $\alpha^n$  нужно учесть, что в реальном опыте такой процесс не отличим от процесса, вычисленного с Р. п. в порядке  $\alpha^{n-k}$ , но сопровождаемого одновременным испусканием  $k$  мягких фотонов, энергия которых не превышает заданной величины  $\Delta E$ , определяемой разрешением прибора. Поэтому вероятности обоих этих процессов нужно сложить. Суммарная вероятность всех процессов при фиксированном  $\Delta E$  уже не содержит инфракрасной расходимости. В процессах рассеяния Р. п. логарифмически растут с ростом энергии  $E$  частиц, участвующих в процессе, так что при больших значениях величины  $\ln(E/m_e c^2)$  (где  $m_e$  — масса электрона) фактически параметром разложения является  $\alpha \ln(E/m_e c^2)$ . Если, кроме  $\ln(E/m_e c^2)$ , велик также  $\ln(E/\Delta E)$ , то Р. п. к процессам рассеяния с ростом  $E$  растут как  $\ln(E/m_e c^2) \times \ln(E/\Delta E)$  и параметр разложения заменяется на  $\alpha \ln(E/m_e c^2) \ln(E/\Delta E)$  (члены  $\ln(E/m_e c^2) \ln(E/\Delta E)$  наз. иногда дважды логарифмическими).

Наибольший интерес представляют след. Р. п.

Р. п. к магнитному моменту электрона (аномальный магнитный момент электрона). Выражение для магнитного момента электрона с учетом Р. п. 1-го и 2-го порядков имеет вид

$$\mu = \mu_0 (1 + \alpha/2\pi - 0,328\alpha^2/\pi^2) = 1,001159615\mu_0,$$

где  $\mu_0 = e\hbar/2m_e c$  — магнетон Бора. Экспериментальное значение магнитного момента электрона [2]  $\mu = (1,001159622 \pm 0,000000027)\mu_0$  блестяще согласуется с теорией. Для магнитного момента мюона с учетом Р. п. 1-го и 2-го порядков получено  $\mu = \mu_1(1 + \alpha/2\pi + 0,75\alpha^2/\pi^2) = 1,001165\mu_1$ , где  $\mu_1 = e\hbar/2m_\mu c$ ,  $m_\mu$  — масса мюона, тогда как эксперимент дает  $\mu/\mu_1 = 1,001162 \pm 5 \cdot 10^{-6}$ . Экспериментальное определение величины аномального магнитного момента мюона имеет большое значение, поскольку из сравнения этих данных с теорией можно определять, до каких наименьших расстояний справедлива совр. квантовая электродинамика. Имеющаяся точность эксперимента позволяет заключить, что квантовая электродинамика справедлива, по крайней мере, до расстояний  $\sim 10^{-14}$  см, что соответствует передаваемым импульсам  $\sim 2B\text{эв}/c$ .

Радиационное смещение атомных уровней — см. Сдвиг уровней.

Р. п. к сечению рассеяния электрона в поле ядра. Вычисленная поправка 1-го порядка стремится к нулю с уменьшением энергии электрона; ее величина зависит от значения максимальной допускаемой энергии сопутствующего испускаемого фотона  $\Delta E$  и при  $\Delta E \sim 10-50$  кэв и энергии электронов  $\sim 10$  Мэв составляет 10—15%.

Р. п. к рассеянию электрона электроном (позитроном). Поправки велики при больших энергиях электронов (позитронов), когда  $\ln(E/m_e c^2) \gg 1$  и  $\ln(E/\Delta E) \gg 1$ ,  $E$  — энергия электрона (позитрона) в системе центра инерции. При учете только старших членов в разложении по степе-

ням  $\alpha \ln(E/m_e c^2) \ln(E/\Delta E)$  дифференциальное сечение рассеяния электрона (позитрона) на электроном с испусканием фотонов с энергией меньше  $\Delta E$  равно [3]:

$$d\sigma(\vartheta) = d\sigma_0(\vartheta) \exp[-(8\alpha/\pi) \ln(E/m_e c^2) \ln(E/\Delta E)],$$

где  $d\sigma_0(\vartheta)$  — дифференциальное сечение рассеяния на угол  $\vartheta$  без учета Р. п.

Р. п. к эффекту Комптона — см. [1].

Рассеяние фотона фотоном. За счет рождения из вакуума виртуальных электронно-позитронных пар и их последующей аннигиляции 2 фотона с 4-импульсами  $k_1$  и  $k$  могут перейти в 2 других фотона с 4-импульсами  $k'_1$  и  $k_2$ ,  $k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2$ , т. е. возникает процесс рассеяния света на свете, не имеющий аналогии в классич. электродинамике, ур-ния к-рой линейны по электромагнитному полю. Этот эффект не является Р. п. в буквальном смысле, поскольку сам процесс идет лишь при учете взаимодействия электромагнитного поля с вакуумом электронно-позитронного поля. Сечение рассеяния фотона фотоном пропорционально  $\alpha^4$  и при малых энергиях фотонов  $\hbar\omega \ll m_e c^2$  имеет вид  $\sigma = 6,1 \cdot 10^{-2} (\hbar\omega/m_e c^2)^6 (\hbar/m_e c)^2$ . При больших энергиях фотонов  $\hbar\omega \gg m_e c^2$  сечение убывает пропорционально  $1/\omega^2$  (экспериментально это явление не наблюдалось).

Рассеяние фотонов в кулоновском поле ядра (дельбрюксовское рассеяние) — процесс, аналогичный рассеянию фотона фотоном, с той лишь разницей, что в роли одного начального и одного конечного фотона выступает кулоновское поле ядра. Процесс является когерентным, т. е. происходит без изменения частоты падающего фотона. Полное сечение процесса велико при больших энергиях фотонов  $\hbar\omega \gg m_e c^2$ , при этом  $\sigma = (98/81\pi) Z^4 \alpha^6 \times (\hbar/m_e c)^2$ . Т. к. сечение комptonовского рассеяния убывает с ростом  $\omega$ , то при больших энергиях фотонов ( $> 10^{12}$  эв при рассеянии в железе) будет преобладать дельбрюксовское рассеяние. Дифференциальное сечение дельбрюксовского рассеяния при больших энергиях сосредоточено в области малых углов  $\vartheta \lesssim m_e c^2/\hbar\omega$ . Наблюдение дельбрюксовского рассеяния на опыте сопряжено с большими трудностями, однако имеющиеся экспериментальные данные указывают на существование такого рассеяния.

Р. п. могут быть подсчитаны также и для других (не только электродинамических) процессов. Однако для процессов, происходящих за счет *слабых взаимодействий*, вычисление Р. п. обычно не имеет смысла, поскольку здесь вклад Р. п. будет маскироваться значительно более сильным вкладом виртуальных сильно-взаимодействующих частиц, к-рым не может быть вымыслен в совр. теории. Не имеет смысла и вычисление Р. п. выше 3-го порядка к электродинамич. процессам, поскольку и здесь большой вклад дадут сильные взаимодействия виртуальных частиц.

Р. п. вычислялись к ряду процессов, происходящих за счет *слабых взаимодействий*. Из этих поправок наиболее интересны Р. п. к времени жизни мюона и нейтрона [4, 5], учет к-рых позволили бы установить с большой точностью, равны ли константы взаимодействия в  $\beta$ - и  $\mu$ -распаде, и тем самым проверить универсальную четырехфермионную теорию слабых взаимодействий. Р. п. к времени жизни мюона  $\tau_\mu$  подсчитывается обычным образом и оказывается равной  $\Delta\tau_\mu/\tau_\mu = -0,44\%$ ; Р. п. к времени жизни нейтрона содержит неопределенный параметр — величину импульсов нуклонов, при к-рых форма слабых взаимодействий нуклонов начинает существенно меняться, что делает результат вычисления этой поправки ненадежным. Вычислялась также Р. п. к вероятности распада  $\pi \rightarrow e + \nu$ . Из-за появления дважды логарифмических членов

рифмич. членов величина поправки оказалась весьма большой:  $\Delta\tau/\tau \approx -15\%$ .

Лит.: 1) А х и з е р А. И., Берестецкий В. Е., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. VIII; 2) Wilkinson D. T., Crane H. R., «Phys. Rev.», 1963, v. 130, № 3, p. 852; 3) Байер В. Н., «УФН», 1962, т. 78, вып. 4; 4) Yennie D. R., Frautschi S. C., Suu-ga H., «Ann. Phys.», 1961, v. 13, № 3, p. 379; 5) Верман С. М., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, p. 267; 6) Kishita T., Sirlin A., там же. 1959, v. 113, № 6, p. 1652.  
Б. Л. Иоффе.

**РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА Земли** — области околоземного космич. пространства, заполненные заряженными частицами, захваченными магнитным полем Земли. Р. п. Земли были открыты при исследовании излучений с помощью искусств. спутников Земли. Они состоят из двух сильно отличающихся по своим свойствам областей радиации: внутреннего и внешнего Р. п. Внутренний Р. п. был открыт при полете американского искусств. спутника Эксплорер-1, внешний Р. п. — при полете 3-го советского искусств. спутника Земли. За внешним Р. п. лежит область с нестандартными потоками электронов малых энергий, иногда наз. самым внешним поясом заряженных частиц.

Захваченные в магнитном поле Земли частицы совершают сложное движение, к-рое можно представить как колебат. движение по спиральной траектории вдоль силовой линии магнитного поля из Северного полушария в Южное и обратно с одновременным более медленным перемещением (дрейфом) вокруг Земли. Одно колебание вдоль силовой линии из Северного полушария в Южное и обратно частица средней энергии совершает за время  $\sim 0,1 \div 1$  сек, а полный оборот вокруг Земли — в зависимости от энергии частицы — от неск. минут до неск. суток. За время своей «жизни» в захваченном состоянии частица в среднем успевает совершить до неск. сотен миллионов колебаний из одной полусферы в другую.

При движении захваченной частицы в магнитном поле с хорошей точностью адиабатически сохраняются инварианты ее движения: 1-й инвариант — магнитный момент частицы  $\mu = p_{\perp}^2 \sqrt{1-\beta^2} / 2mB$ , 2-й, по-

дольный инвариант  $I = \int_A p_{\parallel} ds$ , и 3-й инвариант —

поток магнитной индукции  $\Phi$  через магнитную оболочку, определяемую условием  $I = \text{const}$ . В этих формулах:  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  — соответствующие проекции импульса частицы на направление силовой линии,  $m$  — масса частицы,  $B$  — напряженность магнитного поля;  $\beta = v/c$  ( $v$  — скорость частицы,  $c$  — скорость света),  $ds$  — элемент длины силовой линии; интегрирование ведется вдоль силовой линии между сопряженными точками отражения частицы  $A$  и  $A^*$ .

Из сохранения магнитного момента частицы  $\mu$  следует, что  $\sin^2 \alpha / B = \text{const}$ , где  $\alpha$  — угол между вектором скорости частицы и силовой линией магнитного поля. Это ур-ние определяет положение точек поворота частицы ( $\alpha = 90^\circ$ ) при ее движении вдоль силовой линии.

Сохранение 2-го инварианта  $I$  позволяет определить «магнитную оболочку» — поверхность дрейфа частицы вокруг Земли. Магнитную оболочку принято характеризовать параметром  $L$ , численное значение к-рого дает для дипольного магнитного поля наибольшее расстояние, выраженное в радиусах Земли, на к-рое отходит данная магнитная оболочка (в экваториальной плоскости диполя) от центра диполя. Для реального магнитного поля Земли параметр магнитных оболочек  $L$  сохраняет такой же простой (хотя и приближенный) смысл.

В стационарных условиях интенсивность захваченной в магнитном поле Земли радиации — однозначная

функция только двух переменных:  $L$  и  $B$ . Поэтому для описания захваченной радиации применяется т. н. инвариантная система координат, определяемая поверхностями постоянных  $L$  и  $B$ .

Внутренний Р. п. (рис. 1) расположен вокруг Земли в экваториальных широтах. Условно принято считать, что с внешней стороны этот пояс ограничен

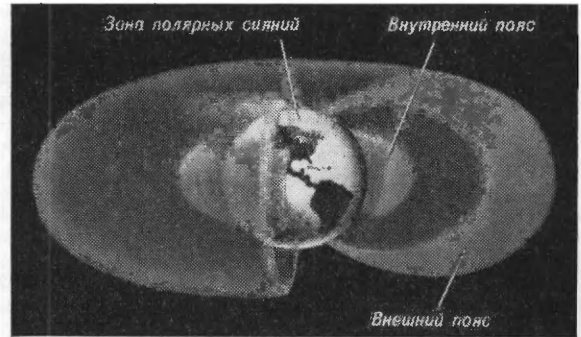


Рис. 1.

магнитной оболочкой с параметром  $L = 1,5$ , к-рая пересекается с поверхностью Земли на инвариантных геомагнитных широтах  $\pm 35^\circ$ . Ближайшая к поверхности Земли граница внутр. пояса располагается на высотах от 600 км (на меридиане Америки) до 1600 км (на меридиане Австралии). В составе частиц внутр. пояса обнаружены протоны с энергиями от  $10 \div 20$  Мэв до  $700 \div 800$  Мэв и электроны — от десятков кэв до неск. Мэв. Энергетич. спектр протонов в области энергий  $E > 40$  Мэв хорошо описывается ф-лой вида  $N(E)dE \sim E^{-1,8} dE$ ; спектр электронов известен недостаточно хорошо. Характер этого спектра для внутр. пояса такой же, как и для внешнего; качеств. представление о нем можно получить из рис. 2.

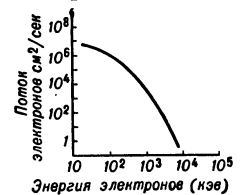


Рис. 2.

После американского ядерного взрыва над островом Джонстон 9 июля 1962 г. во внутр. пояс были инжектированы электроны с большой энергией (до 5—6 Мэв), к-рые резко изменили естественный энергетич. спектр электронов. Предполагают, что эти искусственно инжектированные электроны будут существовать во внутр. поясе на больших высотах в течение длит. времени ( $\sim 10$  лет). Наибольшие потоки захваченных частиц во внутр. Р. п. наблюдаются в центре пояса в экваториальных областях на магнитных оболочках с  $L = 1,35$ . Потоки протонов с энергией  $> 20$  Мэв в центре пояса составляют ок.  $10^5$  частиц на  $\text{см}^2 \text{сек}$ . Потоки электронов с энергией  $> 40$  кэв, возникших естеств. путем, достигают  $10^6$  частиц на  $\text{см}^2 \text{сек}$ . Во время взрыва было инжектировано огромное число электронов, так что их поток сразу после взрыва составил  $10^9$  электронов на  $\text{см}^2 \text{сек}$ . Внутренний Р. п. — стабильное образование; его размеры и потоки частиц меняются очень мало.

Внешний Р. п. (рис. 1) располагается между магнитными оболочками с  $L = 2$  и  $L = 5 \div 6$ . В составе частиц этого пояса имеются электроны с энергией от неск. десятков кэв до неск. Мэв; их энергетич. спектр см. на рис. 2. Поток электронов с энергией  $> 40$  кэв в максимуме внешнего пояса, приходящегося на магнитную оболочку с  $L = 3,5$ , составляет ок.  $10^8$  частиц на  $\text{см}^2 \text{сек}$ . Протонов с энергией  $> 30$  Мэв во внешнем поясе нет. Возможно присутствие протонов с энергией

до 10 Мэв в количествах, достигающих  $10^5$  частиц на  $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  и выше. В отличие от внутреннего, внешний пояс очень нестабилен, формы его и положение максимума интенсивности сильно зависят от уровня геомагнитной активности.

Резко различающиеся свойства внутреннего и внешнего поясов обусловлены их различной природой. Принимается, что внутр. пояс пополняется протонами и электронами за счет распада нейтронов, вылетающих из атмосферы Земли при бомбардировке ее частицами космич. лучей. Цепочка этих процессов происходит непрерывно с постоянной скоростью и обуславливает большую стабильность внутр. пояса Земли. Утечка частиц внутр. пояса происходит в основном из-за потери энергии при столкновении с атомами атмосферы; среднее время жизни протонов внутр. пояса около  $10^9$  сек.

Интенсивность космич. лучей недостаточна для обеспечения необходимых потоков электронов во внешнем поясе. Связь характеристик внешнего пояса с геомагнитными явлениями привела к ряду гипотез о происхождении внешнего пояса, основное содержание к-рых заключается в том, что солнечные корпускулярные потоки тем или иным способом производят «подкачку» частиц во внешний пояс. Наиболее вероятен непосредств. захват в магнитное поле медленных электронов корпускулярного потока с последующим их ускорением при временных изменениях магнитного поля Земли. Утечка частиц внешнего пояса происходит не только за счет ионизационных потерь энергии, но и за счет магнитного рассеяния, иногда приводящего к резкому сбросу частиц из пояса. В этих случаях под основанием внешнего пояса наблюдаются интенсивные полярные сияния. Среднее время жизни частиц внешнего Р. п.  $\sim 10^6 \div 10^7$  сек.

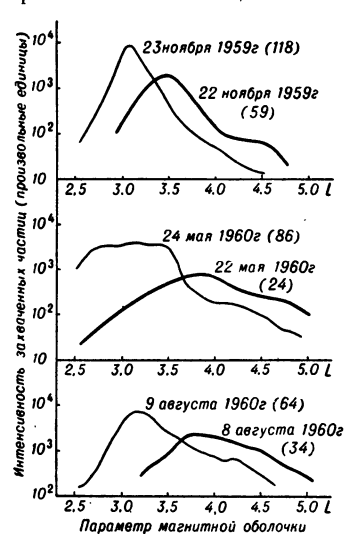


Рис. 3.

Ведены 3 характерных примера изменения формы внешнего Р. п. во время магнитной бури. Число в скобках указывает напряженность (в ед.  $\gamma = 10^{-5}$  э) экваториального магнитного поля на поверхности Земли за счет токового кольца, возникающего во время магнитной бури вокруг Земли. Эта величина может рассматриваться как характеристика силы магнитной бури. Как видно из рисунков, во время магнитной бури интенсивность частиц на магнитных оболочках с большими  $L$  уменьшается на порядок или более; максимум интенсивности перемещается ближе к Земле, т. е. на меньшие  $L$ , интенсивность на магнитных оболочках с

малым  $L$  увеличивается также на 1—2 порядка. После окончания магнитной бури внешний Р. п. постепенно возвращается в первоначальное (до бури) состояние.

Лит.: 1) Радиационные пояса Земли. [Сб. статей], пер. с англ., под ред. В. П. Шабанского, М., 1962; 2) Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли. [Сб. статей], пер. с англ., под ред. В. П. Шабанского, М., 1962; 3) Вернов С. Н., Чудяков А. Е., «УФН», 1960, т. 70, вып. 4, с. 585. Ю. И. Логачев.

**РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ** нейтронов — ядерная реакция, в к-рой ядро  $ZN^A$ , захватывая нейтрон, превращается в ядро  $ZN^{A+1}$ , а высвобождающаяся энергия испускается в виде  $\gamma$ -квантов (или электронов внутр. конверсии). Ядро  $ZN^{A+1}$  возбуждается до энергии  $E_{\text{возб}} = \frac{M}{M+m} E_n + E_{\text{св}}$ , где  $M$  и  $m$  — массы ядра  $ZN^A$  и нейтрона,  $E_n$  — кинетич. энергия нейтрона,  $E_{\text{св}}$  — энергия связи последнего нейтрона в ядре  $ZN^{A+1}$ . Р. з. нейтронов — экзотермич. реакция; поэтому она принципиально возможна при любых значениях  $E_n$  и практически на всех ядрах. Эффективное сечение  $\sigma(n, \gamma)$  зависит от величины  $E_n$  и свойств ядер. Относит. вероятность реакции убывает с ростом  $E_n$  и при  $E_n > 10^3$  эв становится малой по сравнению с вероятностями других конкурирующих процессов (см. *Ядерные реакции*). По механизму реакции различают Р. з. нейтронов, идущий либо посредством образования *составного ядра* в возбужденном состоянии, при разрядке к-рого испускаются  $\gamma$ -лучи, либо прямым путем, когда нейтрон занимает к.-л. свободный уровень нейтронной оболочки. Экспериментально эти случаи различить трудно. Более детально разработана 1-я концепция. Наиболее полно Р. з. изучен для медленных нейтронов ( $S$ -нейтронов), когда ядро-продукт образуется в состоянии с квантовыми характеристиками  $(I \pm 1/2)\pi$ , где  $I$  и  $\pi$  — спин и четность основного состояния ядра-мишени. Взаимодействие медленных нейтронов с большинством ядер связано лишь с упругим рассеянием ( $n, n$ ) и Р. з., приводящим к истинному поглощению нейтронов в этих веществах. Для тепловых нейтронов во многих ядрах  $\sigma(n, \gamma) \sim E_n^{-1/2}$  и меняется для разных ядер (от  $\sim 10^{-3}$  до  $\sim 10^4$  барн); причем, как правило, легкие ядра, а также ядра с магическим числом нуклонов характеризуются малыми  $\sigma(n, \gamma)$ . В ряде случаев в тепловой области основной вклад в  $\sigma$  дает ближайший сильный резонанс, хотя возможны сравнимые вклады в  $\sigma(n, \gamma)$  неск. резонансных уровней.

В большинстве опытов с тепловыми нейтронами изучаются спектры  $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват нейтронов. Измеряемые  $\gamma$ -кванты лежат в широком интервале энергий (до 12 Мэв). Большие потоки нейтронов (до  $\sim 10^{13}$  нейтр.  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  при помещении образца вблизи активной зоны реактора) позволяют получать источники  $\gamma$ -квантов, эквивалентные по активности  $10^2$ — $10^5$  кюри. При этом можно пользоваться *гамма-спектрометрами* с очень малой светосилой, но высоким разрешением (магнитными и дифракционными). Магнитные спектрометры применяются также для измерений электронов внутр. конверсии. Со сцинтилляционными спектрометрами, кроме того, проводятся исследования по методу совпадений (измерения  $\gamma\gamma$ -каскадов, угловых корреляций, времен жизни возбужденных состояний) с мишенями малого веса, в т. ч. из разделенных изотопов. Опыты по Р. з. нейтронов выполнялись также на пучках поляризованных тепловых нейтронов с детектированием циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов. Важная методич. особенность всех этих работ — необходимость обеспечения защиты от фона нейтронов и  $\gamma$ -лучей.

Спектры  $\gamma$ -лучей Р. з. тепловых нейтронов изменены для многих ядер. Эти спектры, как правило, очень сложны, так как разрядка исходного состояния происходит многими путями, включающими многоступенчатые каскадные переходы. Для многих ядер определены энергии связи нейтронов, схемы уровней и  $\gamma$ -переходов, характеристики уровней и т. п. Показано, что при энергии возбуждения  $\sim 6-8$  Мэв с наибольшей вероятностью идут электрич. дипольные переходы. Были найдены соотношения интенсивностей переходов различных мультипольностей ( $E1$ ,  $M1$ ,  $E2$ ) и оценены их парциальные  $\gamma$ -ширины.  $\gamma$ -линии, обнаруженные в спектрах легких элементов, удается связать с уровнями, известными из данных по другим ядерным реакциям и распаду радиоактивных ядер. В спектрах средних и тяжелых недеформированных четно-четных ядер обнаружена особенность, подтверждающая наличие у таких ядер «энергетич. щели», существование к-рой следует из применения теории сверхпроводимости к ядерной материи (см. *Сверхтекучая модель ядра*). В деформированных четно-четных ядрах выявлено большое число коллективных состояний и интерпретирована их природа. Некоторые особенности спектров нечетно-нечетных ядер могут быть объяснены наличием у них ядерных  $jj$ -мультиплетов. Полученные данные позволяют судить о плотности уровней ядер в широком интервале энергий возбуждения.

Проводятся исследования  $\gamma$ -лучей реакции ( $n, \gamma$ ) и на резонансных нейтронах, основная цель которых — изучение дискретных состояний составного ядра. В экспериментах используется прерывистый пучок нейтронов, к-рый может быть создан, напр., механич. прерывателем нейтронного пучка атомного реактора, ускорителем, работающим в импульсном режиме, или импульсным атомным реактором. Разделение нейтронов по энергиям производится по методу времени пролета. Одновременно измеряется также спектр  $\gamma$ -лучей. Т. о., в совр. экспериментах выполняются многомерные амплитудно-временные измерения. Опыты по Р. з. на резонансных нейтронах проводились с ядрами изотопов W, Pt, Hg и нек-рыми др. Обнаружены изменения интенсивностей отдельных  $\gamma$ -линий для разных резонансов, что позволило определить спины этих состояний. Результаты указывают на флуктуации парциальных радиационных ширин даже для нек-рых состояний с одинаковыми спинами, что, возможно, связано со структурными особенностями рассматриваемых возбужденных состояний.

Реакция ( $n, \gamma$ ) — одна из самых распространенных для получения радиоактивных изотопов. Сведения о спектрах  $\gamma$ -лучей Р. з. нейтронов для большого числа ядер используются для анализа состава материалов, в геологии при поисках ископаемых и т. д. Реакция ( $n, \gamma$ ) может быть также применена как удобный способ трансформации потоков тепловых нейтронов в др. виды излучений ( $\gamma$  и  $\beta$ ). В процессах, связанных с работой атомных реакторов, Р. з. нейтронов играет отрицат. роль, являясь основным эффектом, приводящим к поглощению нейтронов. Однако здесь же необходимо отметить и положит. следствие этой реакции для производства и воспроизводства ядерного горючего.

Лит.: 1) Гроше в Л. В. [и др.], Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, М., 1958; 2) Власов Н. А., Нейтроны, М., 1955; 3) Фельд Б. Т., Нейтронная физика, в кн.: Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, пер. с англ., т. 2, М., 1956; 4) Кинси Б. Б., Гамма-лучи от захвата нейтронов, в кн.: Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959; 5) Гроше в Л. В. [и др.], в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 1, М., 1959 (Докл. советских ученых), с. 281; 6) Демидов А. М., Методы исследования ядер при радиационном захвате тепловых нейтронов, М., 1963. И. В. Эстулин, Л. Ф. Калинин.

**РАДИАЦИОННЫЙ ПИРОМЕТР** — см. *Пирометры*.

**РАДИЙ** (Radium) Ra — радиоактивный химич. элемент II гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 88, ат. вес 226,05. Открыт в 1898 г. М. Склодовской-Кюри и П. Кюри в урановой смоляной руде. Наиболее долгоживущий изотоп  $Ra^{226}$  ( $T_{1/2} = 1617$  лет) принадлежит к природному радиоактивному семейству урана  $U^{238}$  и может быть извлечен из урановых руд.  $Ra^{226}$  излучает  $\alpha$ -частицы с энергией 4,777 Мэв. Испускание  $\alpha$ -частиц сопровождается  $\gamma$ -излучением с энергией 0,188 Мэв. Продукт распада  $Ra^{226}$  — радон, инертный газ, основной изотоп эманации. 1 г  $Ra^{226}$  выделяет ок. 1 м.м.<sup>3</sup> Rn в сутки. Др. природные изотопы Ra —  $Ra^{223}$  (AcX),  $\alpha$ -излучатель,  $T_{1/2} = 11,68$  дня;  $Ra^{224}$  (ThX),  $\alpha$ -излучатель,  $T_{1/2} = 3,64$  дня, и  $Ra^{224}$  (MsThI),  $\beta$ -излучатель,  $T_{1/2} = 6,7$  года, — принадлежит соответственно к актиновому и ториевому радиоактивным семействам. Искусственный радиоактивный изотоп  $Ra^{225}$ ,  $\beta$ -излучатель,  $T_{1/2} = 14,8$  дня, принадлежит к радиоактивному семейству нептуния. Изотопы Ra, в особенности  $Ra^{224}$  (ThX), применяются как *изотопные индикаторы*.

Содержание Ra в земной коре  $1 \cdot 10^{-10}$  % (весовых). Выщелачивание Ra из горных пород, содержащих U и Th (т. н. миграция Ra), приводит иногда к появлению довольно значит. количеств его в нек-рых минеральных водах (до  $10^{-8}-10^{-9}$  г/л), в воде буровых скважин и глубоководном иле. Воды океанов содержат не менее 20 000 т Ra.

Конфигурация внешних электронов атома Ra  $7s^2$ . Р. — серебристо-белый металл с плотностью ок. 6 г/см<sup>3</sup>,  $t^{\circ}$  пл. 960° и  $t^{\circ}$  кип. 1140° (в °C). Обладая высокой упругостью пара, Р. заметно сублимирует при темп-рах  $\sim 700^{\circ}$ . 1 г Ra выделяет 137 кал в 1 ч, поэтому темп-ра его и его солей всегда на 1,5° выше темп-ры окружающей среды. По хим. свойствам Р. — высший гомолог Ba. Во всех известных соединениях Р. проявляет валентность +2. Металлич. Р. на воздухе неустойчив и покрывается черной пленкой нитрида. В чистом виде его сохраняют в вакууме. Соли Р. растворимы в воде неск. хуже, чем соли Ba. На этом основан метод отделения Р. от Ba, к-рый добавляется как инертный носитель при извлечении Р. из урановых руд. Отделение Р. от Ba производится дробной кристаллизацией хлоридов или бромидов, каждая ступень к-рой приводит к обогащению Р. кристаллов концентрата. В отличие от солей, гидроксид Ra (OH)<sub>2</sub> растворяется значительно сильнее, чем Ba (OH)<sub>2</sub>. Поэтому выделением гидроокисей можно пользоваться для обогащения Р. в растворе. Отделение Ra от Ba осуществляется также в ионообменных колоннах (см. *Разделение изотопов*) почти с полным разделением.

Р. применяется как  $\gamma$ -источник при просвечивании металл. изделий, при изготовлении светящихся красок и в медицине (радиотерапия). При работе с Р. надо соблюдать большую осторожность. Допустимая доза Р. для организма человека  $1 \cdot 10^{-7}$  г, а допустимая концентрация в воздухе  $8 \cdot 10^{-18}$  г/см<sup>3</sup>.

Лит.: 1) Кюри М., Радиоактивность, пер. с франц., М.—Л., 1947; 2) Бреслер С. Е., Радиоактивные элементы, 2 изд., М.—Л., 1952, с. 435.

**РАДИКАЛЫ** свободные — группы атомов, связанных хим. связями, обладающие одним (мономерными) или двумя (бимерными) неспаренными электронами. Часто термин «Р.» относят также к парамагнитным одноатомным частицам. Не существует строгого терминологич. различия между терминами «бирадикал» и «частица в триплетном состоянии», хотя иногда под бирадикалом понимают, в отличие от частицы в триплетном состоянии, частицу, в к-рой неспаренные электроны принадлежат разным

атомом, входящим в состав бирадикала. Р. могут быть заряжены (ионы-Р.).

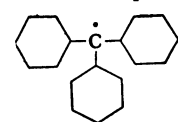
Примеры монадикалов: —ОН (свободный гидроксил), —СН<sub>3</sub> (свободный метил), —С<sub>2</sub>Н<sub>5</sub> (свободный этил). Черточкой обозначается обусловленное неспаренным электроном наличие свободной валентности (иногда то же обозначают точкой, напр.  $\dot{\text{O}}\text{H}$ ; часто знак свободной валентности вообще опускают).

С большинством Р. исследователь сталкивается только как с короткоживущими промежуточными продуктами, образующимися в ходе радикальных хим. реакций. Нестабильность Р. обусловлена прежде всего энергетич. выгодностью их рекомбинации, в результате к-рой образуется непарамагнитная молекула; например,  $\dot{\text{C}}\text{H}_3 + \dot{\text{C}}\text{H}_3 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_6$  (образуется молекула этана). Другая причина нестабильности наиболее активных Р. — большая реакционная способность их по отношению к молекулам. Типичны при этом реакции радикального обмена (напр.,  $\dot{\text{C}}\text{H}_3 + \dot{\text{C}}_2\text{H}_6 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5 + \dot{\text{C}}\text{H}_3$ ) и реакции акцептирования (захвата) Р. ненасыщенной молекулой (напр.,  $-\text{C}_2\text{H}_5 + \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow -\text{C}_2\text{H}_6$ ). Наиболее важная мера реакц. способности Р. (как и любых частиц вообще) — энергия активации соответствующего элементарного процесса. Так, для реакций радикального обмена энергия активации может составлять всего неск. ккал/моль; еще ниже может быть энергия активации реакций захвата Р. ненасыщенными молекулами.

Роль Р. как промежуточных частиц особенно велика в радикальных цепных неразветвленных (многие процессы полимеризации, галогенирования и т. д.) и разветвленных (гл. обр. процессы окисления) реакциях. С формально-кинетич. точки зрения, роль Р. в цепных разветвленных реакциях подобна роли нейтронов в цепных ядерных реакциях. Большую роль играют Р. при горении и при высокотемпературных реакциях вообще. Образование Р. — один из путей превращения молекул при радиационно-химич. и фотохимич. воздействиях на вещество.

В результате облучения твердого вещества при темп-рах, когда подвижность «заморожена», а реакции Р. с соседними молекулами достаточно медленны, в твердом теле могут быть накоплены концентрации свободных Р., соответствующие  $10^{19}$ — $10^{20}$  разорванных хим. связей в см<sup>3</sup>. При повышении темп-ры такого тела Р. рекомбинируют (обычно при достижении точки фазового перехода, где подвижность восстанавливается).

Наряду с активными, метастабильными в обычных условиях Р., известны стабильные (при комнатной темп-ре) органич. Р.: энергия разрыва связи молекулы, образованной из двух таких Р., очень низка. Для этих Р. характерно наличие в их составе ароматич. колец: напр. трифенилметил, к-рый и был 1-м открытым органич. свободным Р. (1900 г.) (рис.). К стабильным свободным Р. относится и ряд неорганич. окислов, напр. NO<sub>2</sub>.



Трифенилметил

Активно исследуется роль свободных Р. в биологич. объектах (см. Излучения, действие на вещество; раздел Биологическое действие излучений).

Наиболее распространенным методом обнаружения и количеств. анализа свободных Р. стал метод электронного парамагнитного резонанса. Применяются и др. методы (оптич. спектроскопия, масс-спектроскопия и др.).

Лит.: 1) Образование и стабилизация свободных радикалов, под ред. А. Басса и Г. Бройда, пер. с англ., М., 1962; 2) М и н к о в Г., Замороженные свободные радикалы, пер. с англ., М., 1962; 3) К о н д р а т е в В. Н., Свободные радикалы — активная форма вещества, М., 1960; 4) С е м е н о в Н. Н., О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, 2 изд., М., 1958; 5) К о н д р а т е в В. Н.,

Кинетика химических газовых реакций, М., 1958; 6) Свободные радикалы в биологических системах. Сб. статей, пер. с англ., М., 1963. В. Л. Тальроз.

**РАДИОАВТОГРАФИЯ** — см. Авторадиография.

**РАДИОАКТИВНОЕ РАВНОВЕСИЕ** — статистическое равновесие между количествами радиоактивных веществ, образующихся одно из другого. В Р. р. находятся существующие в природе члены любого радиоактивного семейства (см. Радиоактивные семейства). Если имеется ряд генетически связанных веществ с постоянными радиоактивного распада  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  и т. д. (причем наименьшую  $\lambda$  имеет 1-й член ряда), то по истечении достаточно большого времени достигается переходное равновесие. Оно характеризуется тем, что относительное количество атомов членов ряда не меняется со временем, в то время как их абс. число убывает с периодом, соответствующим 1-му члену ряда. В этом случае числа атомов двух соседних членов ряда  $N_{i+1}$  и  $N_i$  связаны соотношением:  $N_{i+1} = \lambda_i N_i / (\lambda_{i+1} - \lambda_i)$ . Если  $\lambda_1$  мало и значительно меньше всех остальных постоянных распада, то соотношение для числа атомов членов ряда принимает вид:  $\lambda_1 N_1 = \dots = \lambda_i N_i = \lambda_{i+1} N_{i+1} = \dots$  В этом случае достигается вековое равновесие, к-рое характеризуется тем, что числа распадов (активности) всех членов ряда равны друг другу, и если материнское вещество имеет очень долгое время жизни, то практически никакого изменения активности у дочерних радиоактивных веществ не наблюдается.

Лит. см. при ст. Радиоактивность. И. П. Селинов.

**РАДИОАКТИВНОСТИ ЕДИНИЦЫ** — единицы измерения активности радиоактивных препаратов и концентрации радиоактивных нуклидов в различных средах. С Р. е. тесно связаны единицы физ. величин, характеризующих выход излучения из радиоактивного источника и поле ионизирующих излучений вокруг радиоактивных препаратов. К этим величинам относятся: уд. гамма-постоянная  $\gamma$ -излучающего нуклида и плотность потока частиц или квантов. Активность препарата в Международной системе единиц (СИ) измеряется числом актов радиоактивного распада в препарате в секунду (распад/сек). Допускается применение внесистемных единиц: распад/мин и кюри =  $3,700 \cdot 10^{10}$  распад/сек. Для смеси неск. нуклидов указывается отдельно активность каждого нуклида в смеси. Единица активности воспроизводится с помощью эталонных установок эталонными методами (см. Радиоактивности измерения). Концентрация радиоактивных нуклидов (а также активность удельная) измеряется в распад/сек · м<sup>3</sup> или распад/сек · кг; внесистемные единицы: кюри/см<sup>3</sup>, кюри/г и т. п.

Уд. гамма-постоянная определяется как мощность экспозиционной дозы на единичном расстоянии от точечного препарата активностью единица (см. Дозы излучения, Рентген). Единицей СИ уд. гамма-постоянной служит кулон · м<sup>2</sup>/кг · распад; допускается применение внесистемной единицы  $r \cdot \text{м}^2/\text{час} \cdot \text{кюри}$ . Уд. гамма-постоянная для Ra<sup>226</sup>, находящегося в равновесии с коротко живущими продуктами распада (при фильтре 0,5 мм Pt), Co<sup>60</sup> и Cs<sup>137</sup> соответственно равны 0,825; 1,30 и 0,350 (в  $r \cdot \text{м}^2/\text{час} \cdot \text{кюри}$ ). Единицей СИ плотности потока частиц (или квантов) служит частица/сек · м<sup>2</sup> (или квант/сек · м<sup>2</sup>). На практике для описания поля  $\gamma$ -излучения вокруг препарата применяются также величины: гамма-эквивалент, измеряемый в грамм-эквивалентах радия, и рентген/час · м, указывающая мощность дозы в  $r/\text{час}$  на расстоянии 1 м от  $\gamma$ -излучающего препарата. Гамма-эквивалент препарата равен 1 г-экв Ra, если в тождественных условиях измерения действие  $\gamma$ -излучения препарата равно действию  $\gamma$ -излучения препарата радия в 1 г, заключенного в фильтре Pt толщиной 0,5 мм.

Лит.: 1) ГОСТ 8848—63; 2) National Bureau of Standards. Handbook 84, Washington, 1962 (Radiation quantities and units. International commission on radiological units and measu-

gements, report 10a); 3) А г л и н ц е в К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957. К. К. Аглинцев.

**РАДИОАКТИВНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ** (радиометрия) — измерения активности радиоактивных препаратов, а также концентрации радиоактивных веществ в различных средах и т. н. гамма-эквивалентов  $\gamma$ -излучателей. Различают абсолютные и относительные измерения активности.

Абс. измерения активности основаны на эталонных методах и выполняются с помощью эталонных установок. Эталонными установками могут служить: газовые или сцинтилляционные счетчики и  $\alpha$ -импульсные ионизационные камеры с геометрией 4л, 2л или с ограниченным телесным углом, калориметры, счетчики  $\alpha$ - $\gamma$  и  $\beta$ - $\gamma$  совпадений,  $\gamma$ -ионизац. камеры (для  $\gamma$ -излучателей). Активность препаратов, распадающихся путем захвата орбитальных электронов, определяется методом счета квантов характеристического рентгеновского излучения.

Выбор метода измерений определяется активностью и геометрич. параметрами препаратов. Препараты, измеряемые с помощью счетчиков или импульсных камер, должны быть «тонкими» и могут быть слабыми. При измерениях калориметрами толщина препаратов не существенна, но они должны иметь достаточно высокую активность. В табл. приводятся пределы значений активности при измерениях на эталонных установках различных типов.

Тип установки	Пределы измерений (кюри)	
	$\alpha$	$\beta$
Счетчик или импульсная камера 2л или 4л	10 <sup>-12</sup> —10 <sup>-7</sup>	5 · 10 <sup>-11</sup> —10 <sup>-7</sup>
Счетчик или импульсная камера с ограниченным телесным углом	10 <sup>-8</sup> —10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-8</sup> —10 <sup>-5</sup>
Калориметр	выше 0,01	выше 0,01
Счетчик совпадений	10 <sup>-5</sup> —10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-5</sup> —10 <sup>-3</sup>
$\gamma$ -ионизационная камера	10 <sup>-4</sup> —10 <sup>-1</sup>	10 <sup>-4</sup> —10 <sup>-1</sup>

Счетчиками и импульсными ионизац. камерами измеряют число частиц, испускаемых препаратом внутри данного телесного угла. Для нахождения активности необходимо внести поправки на разрешающее время и фон счетчика или камеры, учесть величину телесного угла, внести в экспериментально найденные значения еще ряд необходимых поправок. При измерениях с помощью счетчика с ограниченным телесным углом учитывается поглощение в стенках или окошке счетчика, слое воздуха между счетчиком и препаратом, самоослабление и саморассеяние частиц в препарате и их отражение от подложки, фон от испускаемых препаратом  $\gamma$ -лучей и конверсионных электронов. В сцинтилляционных счетчиках вносится еще поправка на излучение Черенкова. В 4 л-счетчиках, кроме фона и разрешающего времени, вносится поправка на самопоглощение частиц в препарате.

В калориметрах измеряется энергия  $Q$ , выделяемая радиоактивным препаратом, обычно помещаемом внутрь калориметра. Теплота  $Q$  связана с активностью  $A$  соотношением  $Q = 3,7 \cdot 10^{10} A (\eta_{\alpha} E_{\alpha} + \eta_{\beta} E_{\beta} + \eta_{\gamma} E_{\gamma})$ , где  $E_{\alpha}$ ,  $E_{\beta}$  и  $E_{\gamma}$  — энергии, выделяемые соответственно  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучением на акт распада,  $\eta_{\alpha}$ ,  $\eta_{\beta}$ ,  $\eta_{\gamma}$  — коэфф., показывающие, какая доля излучения поглощается в калориметре ( $\eta_{\alpha} = \eta_{\beta} = 1$ ,  $\eta_{\gamma} \leq 1$  и находится расчетом).  $\gamma$ -ионизац. камера позволяет найти активность  $\gamma$ -излучающих изотопов в тех случаях, когда хорошо известны энергия  $\gamma$ -квантов и их число на акт распада.

Препараты, активность к-рых измерена на одной из эталонных установок, наз. образцовыми препаратами 1-го разряда. Относит. измерения активности

заключаются в сличении измеряемого препарата с образцовым. Для сличения могут применяться любые детекторы — счетчики частиц или квантов, ионизац. камеры и др. Сличаемые препараты должны быть одинаковы по размерам, весу, спектру излучения, химич. составу. Непосредственное сличение различных рабочих препаратов с образцовыми препаратами 1-го разряда невозможно из-за различия их параметров. Поэтому при сличении пользуются промежуточным звеном — образцовыми препаратами 2-го разряда, к-рым придается вид, тождественный с измеряемым препаратом. Для приготовления образцовых препаратов пользуются большим числом изотопов: Ra, Cs<sup>137</sup>, Co<sup>60</sup>, Hg<sup>203</sup> ( $\gamma$ ), H<sup>3</sup>, C<sup>14</sup>, S<sup>35</sup>, Ca<sup>45</sup>, W<sup>185</sup>, Tl<sup>204</sup>, RaD + RaE, U + UX<sub>1</sub> + UX<sub>2</sub>, Ce<sup>144</sup> + Pr<sup>144</sup> ( $\beta$ ), Po<sup>210</sup>, Pu<sup>239</sup> ( $\alpha$ ). В практич. измерениях активности иногда производятся измерения и в отсутствие образцовых препаратов. Подобные измерения имеют лишь качественный характер и не могут дать значения активности в кюри.

Концентрация радиоактивных веществ в жидкостях измеряется с помощью счетчиков, приспособленных для погружения в жидкость; необходима предварит. градуировка установки. В случае малых концентраций необходимо предварит. обогащение выпариванием или хим. путем. Концентрация активных аэрозолей в газах измеряется путем пропускания определенного объема газа через задерживающий фильтр, активность к-рого измеряется обычными приемами. Для измерения активности газов применяются проточные счетчики или ионизац. камеры, через к-рые пропускается определенный объем газа.

Измерение гамма-эквивалента  $\gamma$ -излучателя производится сравнением действий  $\gamma$ -излучения препарата и образцового препарата радия. Результат будет однозначным лишь при сравнении препаратов чистого радия; в остальных случаях результат зависит от условий измерения, особенно от фильтрации  $\gamma$ -излучения и от спектральной чувствительности измерит. установки. Ионизац. камеры и счетчики дают различные значения гамма-эквивалента. Знание гамма-эквивалента позволяет получить удобную характеристику  $\gamma$ -излучающего препарата: мощность дозы  $\gamma$ -лучей в рентгенах в час на расстоянии 1 м от препарата. Переход от значения гамма-эквивалента в *э-эке* Ra к мощности дозы основан на том, что 1 *э* Ra на расстоянии 1 м при фильтре 0,5 мм Pt дает мощность дозы 0,84 *р* в час. Приближенная оценка активности  $\gamma$ -излучателя может быть сделана с помощью дозиметра; измеряется мощность дозы на расстоянии 1 м. Активность находится по известному значению гамма-постоянной изотопа, дающей число рентгенов в час на расстоянии 1 м от препарата в 1 кюри.

Лит.: 1) Б о ч к а р е в В. [и др.], Измерение активности источников бета- и гамма-излучений, М., 1953; 2) А г л и н ц е в К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) М а н н У. Б., С е л и г е р Г. Г., Приготовление и применение эталонных радиоактивных препаратов, М., 1960; 4) G a n d y A., Préparation et étalonnage des sources radioactives de référence, Vienne, 1961. К. К. Аглинцев.

**РАДИОАКТИВНОСТЬ** — самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химич. элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядер (напр., Ne). Понятие Р. иногда распространяют и на превращения элементарных частиц (*нейтронов, мезонов, гиперонов*). Р., наблюдающаяся у существующих в природных условиях изотопов, наз. п р и р о д н о й (естественной) Р., а Р. изотопов, полученных посредством различных ядерных реакций, — и с к у с с т в е н н о й Р. Принципиальной разницы между природной и искусственной Р. не существует, т. к. свойства изотопа не зависят от способа его образования и радиоактивный изотоп, полученный искусственным



путем, ничем не отличается от того же самого природного изотопа. Однако получение радиоактивных изотопов в ядерных реакциях обуславливает необходимость особо оговорить минимальную продолжительность распада, определяемого как радиоактивный, с тем, чтобы четко разделить стадии возникновения радиоактивного изотопа в виде продукта ядерной реакции и последующего его распада. Эта минимальная продолжительность должна существенно превышать не только характеристическое ядерное время ( $\sim 10^{-22} - 10^{-21}$  сек), но и время, необходимое для снятия возбуждения образующегося в первой стадии ядерной реакции промежуточного (составного) ядра путем излучения. Разумно поэтому принять минимальное время жизни радиоактивных изотопов за  $10^{-10} - 10^{-12}$  сек и определить Р. как самопроизвольное изменение состава атомного ядра, происходящее путем испускания элементарных частиц или ядер из основного или метастабильного состояния за время, существенно превышающее время жизни возбужденного составного ядра в ядерных реакциях.

Основные типы Р. перечислены в таблице.

Тип радиоактивности	Изменение заряда ядра $\Delta Z$	Изменение массового числа $\Delta A$	Сущность процесса
Альфа-распад	-2	-4	Вылет из ядра двух p и двух n, связанных в $\alpha$ -частицу.
Бета-распад	+1	0	Внутриядерное взаимное превращение n и p: n $\rightarrow$ p + [ $e^- + \bar{\nu}$ ], p $\rightarrow$ n + [ $e^+ + \nu$ ], p + $e^- \rightarrow$ n + [ $\nu$ ] ( $\nu$ — нейтрино, $\bar{\nu}$ — антинейтрино, [ ] — вылетающие частицы).
$\beta^-$ -распад	+1	0	
$\beta^+$ -распад	-1	0	
Электронный захват	-1	0	
Спонтанное деление	$\sim 1/2 Z$	$\sim 1/2 A$	Деление на осколки (чаще всего два) сравнимых масс и зарядов.
Протонная Р.	-1	-1	Вылет из ядра p.
Двупротонная Р.	-2	-2	Одновременный вылет из ядра двух p.

Относительно большая продолжительность превращений ядер в пяти перечисленных типах Р., значительно превышающая время жизни возбужденного промежуточного ядра, обеспечивается или самим характером взаимодействия ( $\beta$ -распад, принадлежащий к числу слабых взаимодействий), или задержкой испускания положительно заряженных частиц кулоновским потенциальным барьером ( $\alpha$ -распад, спонтанное деление, протонная и двупротонная Р.).

Наряду с перечисленными пятью видами элементарных одноактных процессов радиоактивного превращения, определяющими наличие пяти основных типов Р., существуют более сложные, двухстадийные процессы, характерные гл. обр. для  $\beta$ -распада и обусловленные образованием в качестве продуктов распада возбужденных ядер, испускающих нейтроны, протоны или  $\alpha$ -частицы за время  $t \ll 10^{-10} - 10^{-12}$  сек, так что это вторичное испускание не является Р., а его наблюдаемая задержка обусловлена длительностью предшествующего  $\beta$ -распада. К числу таких процессов относятся испускание запаздывающих нейтронов (после  $\beta^-$ -распада), запаздывающих протонов (после  $\beta^+$ -распада) и длиннопробежных  $\alpha$ -частиц (после  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распада). Наиболее распространенным вариантом снятия избыточной энергии возбужденных продуктов радиоактивного распада является излучение  $\gamma$ -кван-

тов, к-рым и сопровождаются обычно все типы Р. Передача энергии возбуждения ядра электронным оболочкам обуславливает появление взамен  $\gamma$ -квантов электронов внутренней конверсии.  $\gamma$ -кванты или электроны внутренней конверсии излучаются и при образовании основных состояний атомных ядер из долгоживущих — метастабильных или изомерных — возбужденных состояний (см. *Изомерия атомных ядер*). По своей длительности такие  $\gamma$ -переходы иногда рассматриваются как особый тип Р., хотя в данном случае речь идет об изменении не состава ядра, а лишь его энергии, здесь нет превращения одного изотопа в другой, одного элемента в другой. Наряду с переходом в основное состояние, многие изомерные состояния ядер могут проявлять и Р., т. е. испытывать различные виды распада.

Исследование излучений радиоактивных изотопов позволяет определить схемы распада изотопов и характеристики энергетич. уровней ядер (см. *Ядерная спектроскопия*).

Теория радиоактивного распада показывает, что число  $dN$  распадающих атомов за время  $dt$  пропорционально общему числу  $N$  радиоактивных атомов изотопа, т. к. превращение отдельных атомов происходит независимо друг от друга, т. е. радиоактивный распад происходит по экспоненциальному закону:  $N_t = N_0 \exp(-\lambda t)$ , где  $\lambda$  — *постоянная распада*, а  $N_0$  — число радиоактивных атомов в начальный момент. Экспоненциальный закон радиоактивных превращений — статистич. закон, выполняющийся только для очень большого числа атомов.  $\lambda$  — величина, постоянная для каждого радиоактивного изотопа, т. к. Р. практически не зависит от внешних условий. Наряду с  $\lambda$  Р. характеризуется обычно *периодом полураспада*  $T = \ln 2/\lambda = 0,693/\lambda$  или средним временем жизни  $\tau = 1/\lambda$ .

Если радиоактивный изотоп имеет неск. типов Р., напр. наряду с  $\alpha$ -распадом превращается также путем  $\beta$ -распада, то общая постоянная распада равна сумме парциальных констант распада:  $\lambda = \lambda_\alpha + \lambda_\beta$  и  $1/\tau = 1/\tau_\alpha + 1/\tau_\beta$ . По закону радиоактивного распада можно определить относит. количество членов радиоактивных семейств, находящихся в радиоактивном равновесии. Р. измеряется в спец. единицах *кюри*, *регерфорд* и др. (см. *Радиоактивности единицы*, *Радиоактивности измерения*). Р. широко используется в науке, технике и медицине (см. *Атомная энергетика*, *Изотопные индикаторы*, *Радиоактивные изотопы* и др.).

Лит.: 1) Кюри М., Радиоактивность, пер. с франц., М.—Л., 1947; 2) Friedlander G., Kennedy J. W., Miller J. M., Nuclear and Radiochemistry, New York, 1964; 3) Гроше в Л. В., Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, М., 1952. См. также лит. при ст., на к-рые даны ссылки. В. И. Гольдаский.

**РАДИОАКТИВНОСТЬ АТМОСФЕРЫ** — присутствие в атмосфере радиоактивных газов и аэрозолей, обусловленное как процессами, происходящими в природе, так и деятельностью человека. Соответственно различают естественную и искусственную Р. а. (об образовании радиоактивных аэрозолей см. *Радиоактивные аэрозоли*). Естеств. радиоактивные газы — изотопы Rn ( $Rn^{222}$  — радон,  $Rn^{220}$  — торон,  $Rn^{219}$  — актинон), образуются вследствие радиоактивного распада U, Th и Ac и поступают в атмосферу с почвенным воздухом (содержащим в среднем  $10^{-10}$  *кюри/л* радона) при обмене его с атмосферным (т. н. экскалляция) или путем диффузии. Скорость поступления радона в атмосферу в среднем  $10^{-17} - 10^{-18}$  *кюри/см<sup>2</sup>сек*. При радиоактивном распаде газообразных изотопов Rn образуются аэрозольные продукты распада радона, торона и актинона.  $Rn^{222}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 3,8$  суток) распространяется в пределах тропосферы, а его долгоживущие продукты распада —  $Pb^{210}$

(RaD),  $\text{Bi}^{210}$  (RaE),  $\text{Po}^{210}$  (RaF) обнаружены в стратосфере. Содержание  $\text{Rn}^{222}$  в воздухе над океанами на 2 порядка ниже, чем над материками, а концентрация над земной поверхностью уменьшается примерно вдвое на каждый км высоты. Торон и актинон вследствие малого значения  $T_{1/2}$  (54 сек и 3,9 сек) присутствуют только у земной поверхности. Продукт распада торона  $\text{Pb}^{212}$  (ThB),  $T_{1/2} = 10,6$  ч, обнаруживается в нижней тропосфере. В воздухе над океанами  $\text{Rn}^{220}$ ,  $\text{Rn}^{219}$  и их продукты распада практически отсутствуют.

Основная масса естеств. радиоактивных изотопов, возникающих при взаимодействии космич. излучения с ядрами атомов хим. элементов воздуха ( $\text{Be}^7$ ,  $\text{Be}^{10}$ ,  $\text{S}^{35}$ ,  $\text{P}^{32}$ ,  $\text{P}^{33}$ ,  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{C}^{14}$ ,  $\text{H}^3$ ), образуется в стратосфере, где и отмечаются наибольшие их концентрации.

В период проведения испытаний ядерного оружия были установлены основные закономерности распространения радиоактивных продуктов деления в атмосфере. При взрыве ядерной бомбы образуются искусств. радиоактивные аэрозоли. Через неск. десятков сек после взрыва они содержат  $\sim 100$  различных радиоактивных изотопов; наиболее токсичными из них считаются  $\text{Sr}^{90}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{C}^{14}$ ,  $\text{I}^{131}$ . Последний представляет опасность при выпадениях из атмосферы продуктов деления возрастом от неск. дней до неск. недель. Высота заброса в атмосферу радиоактивных аэрозолей зависит от мощности и высоты ядерного взрыва. При взрыве у земной поверхности номинальной атомной бомбы (эквивалентной 20 килотоннам тринитротолуола) радиоактивные аэрозоли остаются в пределах тропосферы. В случае взрыва водородной бомбы (эквивалентной 1 мегатонне и более) основная масса радиоактивных аэрозолей поступает в стратосферу. Характер распространения радиоактивных аэрозолей продуктов деления зависит от размеров частиц и от высоты заброса их в атмосферу. Наиболее крупные частицы (сотни мк и выше) под действием гравитационных сил быстро выпадают из атмосферы, распространяясь всего на сотни км от места взрыва (локальные выпадения). Однако в случае взрывов мощных ядерных бомб (эквивалентных десяткам мегатонн тринитротолуола) крупные аэрозольные частицы попадают в стратосферу и, прежде чем они выпадут на поверхность Земли, могут пройти в атмосфере тысячи км. Часть относительно мелких аэрозолей (размером не более неск. мк), к-рая при взрыве попадает в верхнюю тропосферу, обычно распространяется вдоль зонального пояса широт в направлении с запада на восток, а относительно мелкие радиоактивные аэрозоли, заброшенные в стратосферу, распространяются практически в пределах всей нижней атмосферы. Поэтому выпадения этих аэрозолей из стратосферы на поверхность Земли наз. г л о б а л ь н ы м и.

Основной механизм очищения атмосферы от радиоактивных аэрозолей — выпадение осадков. Наиболее интенсивно из атмосферы вымываются радиоактивные аэрозоли с диаметром частиц  $d < 0,1$  мк и  $d > 1,0$  мк; интервал размеров  $0,1$  мк  $< d < 1,0$  мк вымывается гораздо медленнее. Наблюдаются и сухие выпадения радиоактивных аэрозолей, однако их доля обычно невелика.

Среднее время пребывания радиоактивного аэрозоля в нижней тропосфере (до момента его выпадения на земную поверхность)  $\tau$  — порядка неск. дней, а в верхней тропосфере 20—40 дней. Радиоактивные аэрозоли, попавшие в нижние слои стратосферы, имеют  $\tau$  порядка года и выше. Величина  $\tau$  увеличивается с увеличением высоты заброса в стратосферу и уменьшается с увеличением географич. широты места взрыва.

При изучении глобальных радиоактивных выпадений обнаружен ряд закономерностей. Обычно большая часть радиоакт. продуктов деления остается

в пределах того полушария, где проведен взрыв ядерной бомбы. Поскольку основная масса ядерных взрывов была произведена в северном полушарии, уровень радиоактивного загрязнения в этом полушарии выше, чем в южном. В пределах одного полушария также отмечается неравномерное распределение радиоактивных загрязнений от продуктов ядерных взрывов. Концентрация продуктов деления в атм. воздухе у земной поверхности имеет максимум в районе 30—40° широты. Максимум радиоактивных выпадений также имеет место в районе умеренных широт (40—60°). С начала взрывов мощных ядерных бомб (1954—55 гг.) ежегодно наблюдаются весенние максимумы концентрации в тропосфере и выпадения на землю продуктов деления. Обычно в сев. полушарии он выражен более четко и приходится на апрель — май. В результате взрывов ядерных бомб концентрация  $\text{C}^{14}$  в сев. полушарии увеличилась с 1955 г. по 1959 г. на 20—15%.

Концентрация продуктов деления в тропосфере растет с высотой. Особенно большой рост отмечается при переходе через тропопаузу. В стратосфере максимум концентрации продуктов деления по измерениям до осени 1961 г. отмечался на высоте 19—23 км (примерно на этой же высоте находится слой максимальной концентрации нерадиоактивного аэрозоля в нижней стратосфере). Радиоактивное загрязнение атмосферы от предприятий атомной промышленности имеет чаще всего локальный характер; распространяются на большие расстояния и накапливаются в атмосфере только инертные газы. В частности, концентрация  $\text{Kr}^{85}$  в атм. воздухе увеличилась с 1954 г. по 1960 г. в 7 раз.

Изучение распространения в атмосфере естественных радиоактивных аэрозолей, а также продуктов ядерных взрывов использовалось для получения некоторых характеристик физики атмосферы: скорости вымывания аэрозоля из атмосферы, оценки коэфф. вертикального турбулентного перемешивания, оценки скорости обмена между атмосферами полушарий и между стратосферой и тропосферой и т. д.

**М е т о д и к а и з м е р е н и й.** Инертные радиоактивные газы обычно улавливаются на активированных углях. После адсорбции газы извлекаются из угля нагреванием и переводятся в ионизационную камеру. Если уровень концентрации инертных газов велик, их переводят в камеру без предварительной адсорбции на угле. При измерении радиоактивности аэрозолей чаще всего пользуются методом фильтрации воздуха через спец. фильтры. После фильтрации фильтры озоляются (когда фильтр небольших размеров, озонение не производят) и определяется радиоактивность пепла. Реже используются методами осаждения аэрозоля в электрофильтрах. Для определения радиоактивных выпадений обычно применяют сосуды с дистиллированной водой. После суточной или чаще месячной экспозиции на открытом воздухе вода из сосуда выпаривается или пропускается через ионообменные колонки, к-рые затем сжигаются. Сухой остаток или пепел анализируется на содержание радиоактивных изотопов.

*Лит.:* 1) Метеорология и атомная энергия, пер. с англ., под ред. Е. К. Федорова, М., 1959; 2) Ст у р о Б. И., Вопросы ядерной метеорологии, Вильнюс, 1959; 3) Вопросы ядерной метеорологии, под ред. И. Л. Кароля и С. Г. Малахова, М., 1962; 4) Радиоактивные частицы в атмосфере, под ред. А. В. Быховского [и др.], М., 1963; 5) Радиоактивные загрязнения внешней среды, под ред. В. П. Шведова и С. И. Широкова, М., 1962. С. Г. Малахов.

**РАДИОАКТИВНОСТЬ ВОД** — присутствие в водах радиоактивных веществ, поступающих из атмосферы и вымываемых из почв и горных пород. В водах присутствуют как естественные радиоактивные изотопы ( $\text{K}^{40}$ ,  $\text{Ra}^{226}$ ,  $\text{Rn}^{222}$ ,  $\text{U}^{238}$  и др.), так и искусственные (в основном  $\text{Sr}^{90}$  и  $\text{Cs}^{137}$ ), возникшие вследствие ядерных взрывов. Содержание естественных радиоактив-

ных веществ в водах в зависимости от их происхождения колеблется в значит. степени (см. табл.).

Происхождение воды	Концентрация в 10 <sup>-12</sup> кюри/л			
	K40	Ra226	Rn222	U238
Грунтовые воды . . . . .	—	до 26	до 200	до 40
Источники и ручьи . . . . .	—	до 139	до 7·10 <sup>5</sup>	до 4
Речные воды . . . . .	7,7	0,01—0,3	0,2—0,3	0,005— —0,01
Озерные воды . . . . .	13	—	—	1,7
Водопроводная вода . . . . .	10	0,4	—	—
Морская вода . . . . .	300	0,02—0,3	—	0,2—9

Искусственные радиоактивные вещества в водах начали появляться в значит. количествах, начиная с 1954 г., после взрыва термоядерных бомб в атолле Бикини. С тех пор при продолжении испытаний ядерного оружия, в связи с попаданием большого количества искусственных радиоактивных веществ в атмосферу (см. *Радиоактивность атмосферы*), концентрация Sr<sup>90</sup> в природных водах непрерывно возрастала, достигая в отдельных случаях 10 мкмкюри/л. Другой источник попадания искусственных радиоактивных веществ в водоёмы — сбросные воды предприятий по производству плутония.

Лит.: 1) Белоусова И. М., Штуккенберг Ю. М., Естественная радиоактивность, М., 1961; 2) Вопросы ядерной метеорологии. Сб. статей, М., 1962, с. 259—71. Г. А. Себеда.

**РАДИОАКТИВНОСТЬ ОСАДКОВ** обусловлена захватом радиоактивных аэрозолей и газов из атм. воздуха элементами облаков и осадков. Кроме того, сама вода осадков содержит атомы радиоактивного Н<sup>3</sup>. Различают естественную и искусственную Р. о., обусловленные вымыванием из атмосферы соответственно естественных и искусственных аэрозолей и газов. Наибольший уровень радиоактивности приходится на короткоживущие продукты распада Rn<sup>222</sup>; Po<sup>218</sup> (RaA), Pb<sup>214</sup> (RaB), Bi<sup>214</sup> (RaC), Po<sup>214</sup> (RaC').

Вымывание осадками — основной механизм очищения атмосферы от радиоактивных загрязнений. Распределение выпадений радиоактивных аэрозолей из атмосферы в региональных районах обычно соответствует распределению количества выпавших осадков. Захват радиоактивных аэрозолей происходит в основном в облаке. Возможные механизмы захвата: броуновская и конвективная диффузия электрически заряженных частиц, увлечение частиц потоком водяного пара на каплю при конденсации. Захват радиоактивных частиц падающими дождевыми каплями и снежинками происходит в основном под действием инерционных сил и конвективной диффузии электрически заряженных частиц. Концентрация радиоактивных аэрозолей в осадках зависит от вида осадков. Наибольшие ее величины отмечают в туманах и морси. В осадках в период проведения испытаний ядерного оружия обнаруживаются т. н. горячие частицы (см. *Радиоактивные аэрозоли*).

При производстве измерений собранные осадки выпариваются или пропускаются через ионообменные смолы, затем сухой остаток от выпаривания или пепел от сожженной смолы исследуются радиометрическими или радиохимич. методами.

С. Г. Малахов, К. П. Махонько.

**РАДИОАКТИВНОСТЬ ПРОТОННАЯ И ДВУПРОТОННАЯ** (Р. п. и Р. д.) — два из пяти основных типов радиоактивности; самопроизвольный распад нейтронодефицитных ядер с испусканием одного протона (Р. п.) или одновременно двух протонов (Р. д.), проникающих сквозь кулоновский электростатич. барьер путем туннельного эффекта. Материнское ядро с зарядом  $Z$  и массовым числом  $A$  превращается при протонном распаде в новое дочернее ядро с зарядом  $Z-1$  и массовым числом  $A-1$ , а

при двупротонном распаде — в дочернее ядро с зарядом  $Z-2$  и массовым числом  $A-2$ .

Р. п. и д. должна наблюдаться для элементов с  $Z < 50$ , конкурируя здесь с  $\beta^+$ -распадом (см. *Бета-распад*); для более тяжелых элементов Р. д. уступает место *альфа-распаду*, но Р. п. может иногда и здесь оказаться преобладающей над  $\alpha$ - и  $\beta^+$ -распадом. Р. п. характерна для элементов с нечетным  $Z$ , для элементов же с четным  $Z$  по мере усиления в ядрах их атомов дефицита нейтронов сперва возникает возможность Р. д. Причиной существования Р. д. является спаривание в ядре протонов с противоположно направленными спинами, сопровождающееся выделением значит. энергии ( $E_{\text{спарив}} \approx 2 \text{ Мэв}$ ). В результате испускание из ядра сразу пары протонов может потребовать затраты меньшей энергии, чем отрыв одного из них от другого, а в ряде случаев даже идет с выделением энергии, тогда как испускание одиночного протона потребовало бы, наоборот, затраты энергии. Константа скорости распада ядер по механизму Р. п. ( $\lambda_p = 1/\text{сек}$ ) без учета возможной добавочной роли центробежного барьера приближенно определяется ф-лой

$$\lambda_p = 10^{22} \exp \left\{ -2(Z-1) e^2 (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0) / \hbar v \right\};$$

$$\cos^2 \alpha_0 = RE / (Z-1) e^2. \quad (1)$$

Аналогичная ф-ла для Р. д. имеет вид:

$$\lambda_{2p} = 10^{22} \exp \left\{ -\frac{2(Z-2) e^2}{\hbar} \left[ \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right] (2\beta_0 - \sin 2\beta_0) \right\};$$

$$\cos^2 \beta_0 = \frac{RE}{2(Z-2) e^2}, \quad (2)$$

где  $R$  — эффективный радиус ядра,  $Z$  — его заряд;  $E$  — энергия распада, равная — с точностью до энергии отдачи ядра — энергии испускаемого протона (Р. п.) или суммарной энергии двух протонов (Р. д.);  $v$  — скорость протона (Р. п.), а  $v_1$  и  $v_2$  — скорость каждого из двух протонов при вылете их из ядра (Р. д.);  $e$  — заряд электрона;  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ .

При  $\lambda \lesssim 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$  наблюдение Р. п. и д. становится мало вероятным из-за конкуренции со стороны  $\beta^+$ -распада. С другой стороны, распад по механизму Р. п. оказывается слишком быстрым —  $\lambda_p \geq 10^{12} \text{ сек}^{-1}$  уже при  $\cos^2 \alpha_0 \leq 0,1$ , т. е. даже при малых энергиях распада, составляющих менее 10% от энергии кулоновского отталкивания протона на границе ядра  $(Z-1) e^2/R$ . В результате возможность наблюдения Р. п. отвечает лишь весьма узкому интервалу энергии испускаемых протонов, а именно:  $< 0,05 \text{ Мэв}$  для  $Z \approx 10$ ;  $0,1 - 0,3 \text{ Мэв}$  для  $Z \approx 20$ ;  $0,2 - 0,9 \text{ Мэв}$  для  $Z \approx 40$  и  $0,5 - 1,6 \text{ Мэв}$  для  $Z \approx 60$ . В случае Р. д. верхний предел  $\lambda_{2p}$  определяется условием  $E \leq E_{\text{спарив}}$  и быстро убывает с ростом  $Z$  ( $\sim 10^{21} \text{ сек}^{-1}$  для  $\text{Nc}^{16}$  и  $10^{11} \text{ сек}^{-1}$  для  $\text{Sn}^{97,98}$ ).

Важным следствием (2) является корреляция по энергиям двух протонов, испускаемых 2р-радиоактивными ядрами. Наиболее вероятно такой распад, при  $k$ -ром  $v_1 = v_2 = \sqrt{E/m}$ , где  $m$  — масса протона; вероятность распада, когда один из протонов имеет энергию  $E(1+\kappa)/2$ , другой —  $E(1-\kappa)/2$ , убывает с ростом  $\kappa$  пропорционально  $e^{-\alpha\kappa^2}$ . Макс. значение коэфф. корреляции  $\alpha$  получается из (2). Отклонение формы ядерной потенциальной ямы у поверхности ядра от прямоугольной и наличие ядерного взаимодействия между двумя испускаемыми протонами под кулоновским потенциальным барьером приводят к уменьшению  $\alpha$ . Поэтому исследование энергетич. корреляции между испускаемыми протонами является важнейшей задачей будущих эксперимент. наблюдений Р. д.

Р. п. и д. может проявляться лишь для ядер, обладающих весьма сильным дефицитом нейтронов; так, напр., Р. п. для  $^{82}\text{K}^{33}$  и  $^{63}\text{Eu}^{34}$  — изотопов, имеющих соответственно на 6 и на 17 нейтронов меньше, чем самые легкие стабильные изотопы К и Еу; Р. д. для  $^{20}\text{Ca}^{23}$  и  $^{28}\text{Sr}^{35}$  — изотопов, имеющих соответственно на 7 и на 14 нейтронов меньше, чем легчайшие стабильные изотопы Са и Sr. Наиболее эффективным способом получения подобных сверхлегких изотопов является осуществление реакций между сложными ядрами на ускорителях тяжелых (многозарядных) ионов; напр.,  $\text{As}^{75}(\text{Zn}^{64}, 5n)\text{Eu}^{134}$  или  $\text{Ca}^{40}(\text{Ar}^{36}, 4n)\text{Sr}^{72}$ . Однако в таких реакциях требуется испускание составным ядром неск. нейтронов без вылета др. частиц, а потому их эффективные сечения, как правило, весьма малы. Это дополнительно усугубляет трудности обнаружения протонной и дупротонной радиоактивности. Все имеющиеся до сих пор наблюдения радиоактивных распадов с вылетом протонов относятся не к Р. п. и д., а к испусканию т. н. «запаздывающих» протонов. Запаздывание испускания этих протонов обусловлено не кулоновским барьером, а предшествующим вылету протона  $\beta^+$ -распадом материнского ядра. Само же испускание «запаздывающего» протона возбужденным дочерним ядром — продуктом  $\beta^+$ -распада — происходит практически мгновенно.

Лит.: 1) Дзелепов Б. С., О зеркальных ядрах высших порядков, «Изв. АН СССР. Сер. физическая», 1951, т. 15, № 4, с. 496; 2) Гольдманский В. И., О границах устойчивости протонной и дупротонной радиоактивности нейтронедефицитных изотопов легких ядер, «ЖЭТФ», 1960, т. 39, вып. 2, с. 497; 3) Базь А. И., Гольдманский В. И. и Зельдович Я. Б., Неоткрытые изотопы легких ядер, «УФН», 1960, т. 72, вып. 2, с. 211; 4) Гольдманский В. И., Двупротонная радиоактивность, в кн.: Некоторые вопросы физики элементарных частиц и атомного ядра, М., 1962, с. 3—47, а также «Nuovo cimento», 1962, v. 25, suppl. № 2, p. 123; 5) Карнаухова В. А. [и др.], Эксперименты по наблюдению радиоактивного распада с испусканием протонов, «ЖЭТФ», 1963, т. 45, вып. 4, с. 1280. В. И. Гольдманский.

**РАДИОАКТИВНЫЕ АЭРОЗОЛИ** — аэрозоли с радиоактивной дисперсной фазой. Ниже рассматриваются Р. а. с твердой дисперсной фазой (с жидкой — см. *Радиоактивность осадков*). Различают естественные Р. а. и искусственные.

Естественные Р. а. возникают: 1) За счет распада радиоактивных эманаций, выделяемых с поверхности почвы в атмосферу. Это продукты распада радона  $\text{Rn}^{222}$ :  $\text{Po}^{218}$  (RaA),  $\text{Pb}^{214}$  (RaB),  $\text{Bi}^{214}$  (RaC),  $\text{Po}^{214}$  (RaC'),  $\text{Pb}^{210}$  (RaD),  $\text{Bi}^{210}$  (RaE),  $\text{Po}^{210}$  (RaF); торона  $\text{Rn}^{220}$ :  $\text{Pb}^{212}$  (ThB); актинона  $\text{Rn}^{219}$ :  $\text{Pb}^{211}$ ,  $\text{Bi}^{211}$ . 2) При взаимодействии частиц космич. излучения с ядрами атомов химич. элементов воздуха:  $\text{C}^{14}$ ,  $\text{Be}^7$ ,  $\text{Be}^{10}$ ,  $\text{S}^{35}$ ,  $\text{P}^{32}$ ,  $\text{P}^{33}$ ,  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Cl}^{36}$ ,  $\text{Cl}^{39}$ . 3) При захвате ветром с подстилающей поверхности радиоактивной пыли, содержащей U, Ra, K; аэрозоль, содержащий  $\text{K}^{40}$ , поступает в атмосферу также при испарении брызг морской воды. 4) При проникновении в атмосферу с космич. пылью, метеоритами, тектитами (напр.,  $\text{Al}^{26}$ ,  $\text{Be}^{10}$ ,  $\text{Ca}^{60}$ ). В случае 1) и 2) естеств. Р. а. возникают в виде атомов, к-рые через короткое время оседают на частицах нерадиоактивной атм. пыли. От 50% до 90% атомов RaA + RaB + RaC, а также ThB находятся на частицах радиусом  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  см. Эти же радиоактивные изотопы и радон в нижней тропосфере имеют наибольшие концентрации.

Искусственные Р. а., содержащие продукты деления, образуются при взрывах ядерных бомб и имеют размеры от  $10^{-6}$  см до неск. мм в районе ядерного взрыва. Искусств. Р. а. образуются также при технологических или аварийных выбросах предприятий атомной промышленности, на урановых шахтах и в обогащательных цехах, в помещениях реакторов, ускорителей и радиохимич. лабораториях.

Состав Р. а. зависит от их происхождения и последующих процессов, происходящих в атмосфере, —

коагуляции с частицами нерадиоактивного аэрозоля и вымывания осадками. Отмечены факты неравномерного распределения продуктов деления на частицах различных размеров (напр.,  $\text{Zr}^{95}$  преобладает на крупных частицах ~ неск. мк, а  $\text{Ru}^{103}$  — на более мелких). Это приводит к сепарации отдельных продуктов деления в процессе распространения Р. а. в атмосфере и их выпадения на землю (см. *Радиоактивность атмосферы*). Частицы глобальных выпадений с  $\beta$ -радиоактивностью, большей  $10^{-10}$  кюри, наз. «горячими». Их размеры доходят до 20 мк, состоящая в основной массе неск. мк. В составе неактивной части этих частиц обнаружены Fe и Al. В периоды проведения ядерных взрывов счетная концентрация горячих частиц составляла  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  м $^{-3}$ , а для частиц с радиоактивностью большей, чем  $10^{-12}$  кюри/частицу,  $\sim 10^{-1}$ — $1,0$  м $^{-3}$ .

Лит. см. *Радиоактивность атмосферы*.

С. Г. Малахов, К. П. Махонько.

**РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ** — неустойчивые изотопы хим. элементов, превращающихся в другие нуклиды. Ряд Р. и. образуется в природе в результате разнообразных ядерных превращений. Такие изотопы, в отличие от большого числа других Р. и., к-рые можно получить только в лабораторных условиях, наз. п. и. р. о. д. н. y. м. и. Первичными природными долгоживущими Р. и., не успевшими распасться после образования хим. элементов солнечной системы, являются все изотопы с периодом полураспада  $T_{1/2} \geq 3 \cdot 10^8$  лет. Известны следующие первичные природные  $\beta$ -радиоактивные изотопы  $\text{K}^{40}$ ,  $\text{V}^{50}$ ,  $\text{Rb}^{87}$ ,  $\text{In}^{115}$ ,  $\text{Te}^{123}$ ,  $\text{La}^{138}$ ,  $\text{Lu}^{176}$ ,  $\text{Re}^{187}$ . Из значений масс изотопов  $\text{Cd}^{119}$  и  $\text{Ta}^{180}$  и масс соседних с ними изобар следует, что эти нуклиды тоже должны быть  $\beta$ -радиоактивными изотопами, но радиоактивность их еще не удалось обнаружить. Несколько первичных природных Р. и. превращаются путем  $\alpha$ -распада:  $\text{Nd}^{144}$ ,  $\text{Sm}^{147}$ ,  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{U}^{238}$ . В последние годы была обнаружена слабая  $\alpha$ -радиоактивность у нейтронедефицитных природных изотопов Gd, Hf, Pt ( $\text{Gd}^{152}$ ,  $\text{Hf}^{174}$ ,  $\text{Pt}^{190}$ ,  $\text{Pt}^{192}$ ).

В природе существуют также вторичные, сравнительно короткоживущие Р. и. *радиоактивных семейств* первичных природных радионуклидов  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{U}^{235}$ . В результате действия космич. лучей, нейтронов и  $\alpha$ -частиц природных Р. и. и в результате спонтанного деления  $\text{U}^{235}$  в природе образуются также (в весьма небольших количествах) индуцированные сравнительно короткоживущие Р. и. Изотоп  $\text{C}^{14}$  с  $T_{1/2} = 5700$  лет образуется под действием нейтронов космич. лучей по реакции  $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$  в количестве  $\sim 2 \cdot 10^{-10}\%$ , что дает ок. 15 распадов в 1 мин на 1 кг углерода. Тритий  $\text{H}^3$  присутствует на Земле в количестве  $\sim 1$  атома на  $10^{14}$  атомов H.

Кроме того, в природе под действием космич. лучей и вторичных нейтронов образуются Р. и. ряда хим. элементов  $\text{Be}^7$  ( $T_{1/2} = 54$  дням),  $\text{Be}^{10}$  ( $2,5 \cdot 10^6$  лет),  $\text{P}^{32}$  (14 дней),  $\text{P}^{33}$  (24 дня),  $\text{S}^{32}$  (700 лет),  $\text{S}^{35}$  (87 дней),  $\text{Cl}^{36}$  ( $3 \cdot 10^5$  лет),  $\text{Cl}^{39}$  (56 мин.) и др.

В урановых породах содержатся в ничтожных количествах и трансурановые изотопы. Отношение  $\text{Np}^{237}/\text{U}^{238} \sim 2 \cdot 10^{12}$ , а  $\text{Pu}^{238}/\text{U}^{238} \sim 10^{-11}$ .

К индуцированным Р. и. можно отнести также нуклиды  $\text{Sr}^{90}$  и др., образующиеся в природе не в результате природных ядерных превращений, а вследствие искусств. процессов деления ядерного горючего (см. *Атомная энергетика, Радиоактивность атмосферы*).

Изучение Р. и. в природе позволяет определить возраст различных пород и минералов.

Кроме природных Р. и., посредством различных ядерных превращений в лабораторных условиях было получено у всех хим. элементов больше 1000 искусственных Р. и. и изомеров с весьма различными значениями  $T_{1/2}$  (см. Таблица изотопов в V т. ФЭС).

Тип радиоактивности Р. о. зависит от строения его атомного ядра, определяющего массу Р. и. и его продуктов распада. Из рис. 2 в ст. *Изотопы* видно, что изотопы с большим числом нейтронов, чем у  $\beta^-$ -устойчивых, являются  $\beta^-$ -радиоактивными, а с меньшим — превращаются с испусканием  $\beta^+$  или путем захвата ядром электрона из атомной оболочки ( $\epsilon$ -превращения). Область  $\beta^-$ -радиоактивных изотопов ограничивается изотопами, к-рые должны быть неустойчивы к испусканию нейтронов, а к области  $\beta^+$ - и  $\epsilon$ -радиоактивных изотопов примыкают пока еще не обнаруженные изотопы, превращающиеся с испусканием одного или двух протонов (см. *Радиоактивность протонная и деупротонная*). Все  $\beta^-$ -устойчивые изотопы с  $Z > 83$  неустойчивы к  $\alpha$ -распаду, а наиболее тяжелые — и к спонтанному делению (см. *Ядра атомного деления*).

Лит. см. при статьях *Изотопы*, *Радиоактивность*.

И. П. Селюков.

**РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ** — отходы, образующиеся при переработке радиоактивных материалов и содержащие радиоактивные вещества. Метод удаления слабоактивных жидких и газообразных Р. о. основан на их разбавлении неактивной средой (вода, воздух) с последующим сбросом в открытый водоем или атмосферу. Концентрации радиоактивных веществ при этом должны быть ниже предельно допустимых норм в соответствующих средах (см. табл.).

Предельно-допустимое содержание некоторых радиоактивных изотопов.

Изотоп	Предельно-допустимая концентрация кюри/литр	
	в воде открытых водоемов	в воздухе населенных пунктов
C <sup>14</sup>	2 · 10 <sup>-7</sup>	4 · 10 <sup>-11</sup>
P <sup>32</sup>	5 · 10 <sup>-9</sup>	7 · 10 <sup>-13</sup>
A <sup>41</sup>	—	1 · 10 <sup>-11</sup>
Kr <sup>85</sup>	—	3 · 10 <sup>-11</sup>
Sr <sup>89</sup>	3 · 10 <sup>-9</sup>	3 · 10 <sup>-13</sup>
Sr <sup>90</sup>	3 · 10 <sup>-11</sup>	3 · 10 <sup>-15</sup>
J <sup>131</sup>	6 · 10 <sup>-10</sup>	9 · 10 <sup>-14</sup>
Xe <sup>133</sup>	—	3 · 10 <sup>-11</sup>
Cs <sup>137</sup>	1 · 10 <sup>-9</sup>	1 · 10 <sup>-13</sup>
Po <sup>210</sup>	2 · 10 <sup>-11</sup>	1 · 10 <sup>-16</sup>
Ra <sup>226</sup>	5 · 10 <sup>-11</sup>	3 · 10 <sup>-16</sup>
Pu <sup>239</sup>	5 · 10 <sup>-11</sup>	2 · 10 <sup>-17</sup>

Серьезные проблемы возникают при удалении промышленных количеств Р. о., образующихся обычно в жидком виде при регенерации ядерного топлива из реакторов и в др. производствах. Активность этих Р. о. настолько велика, что разбавлением ее практически невозможно довести до допустимого уровня. В этом случае применяется прямо противоположный метод, основанный на концентрировании Р. о. с последующим помещением их в специальные герметичные контейнеры. Последние устанавливаются на длительный (десяtkи лет) хранение в т. н. могильниках — изолированных подземных помещениях, достаточно глубоких, чтобы исключить возможность каких-либо случайных облучений. В могильниках же производится захоронение и твердых Р. о. Условия хранения Р. о. должны гарантировать невозможность утечки и распространения радиоактивности. Должны быть приняты меры против возможной коррозии оболочек контейнеров, доступа подземных вод в помещения могильника и др. Необходимо также обеспечивать достаточный отвод тепла, выделяемого при радиоактивном распаде. Опасно повышение давления в контейнерах с жидкими концентрированными Р. о. из-за радиоллиза (разложения) воды под действием радиации и накопления гремучей смеси.

В некоторых зарубежных странах практикуется захоронение контейнеров с высокоактивными Р. о. в водах океана. Такой метод неудовлетворителен с точ-

ки зрения надежности условий хранения Р. о. и создает в случае нарушения целостности контейнера опасность радиоактивного заражения целых морских районов.

Перспективен метод отверждения, позволяющий получать Р. о. в твердом виде (обычно в форме стекло-видной массы). При этом значительно уменьшается опасность распространения радиоактивности, снимаются проблемы радиоллиза воды и облегчаются условия теплоотвода.

Лит.: 1) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 5, М., 1959 (Избр. докл. иностр. ученых); 2) А г л и ц е в К. К. (и др.), Прикладная дозиметрия, М., 1962, с. 118.

О. Д. Казаковский.

**РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА** (радиоактивные цепочки, дезинтегрионные ряды) — цепочки радиоактивных нуклидов, возникающих последовательно в результате ядерных превращений. В природе существуют три Р. с. Ряд урана, родоначальником к-рого является долгоживущий изотоп урана U<sup>238</sup>, а конечным продуктом — стабильный изотоп свинца Pb<sup>206</sup>, ряд тория (родоначальник — изотоп тория Th<sup>232</sup>, конечный нуклид Pb<sup>208</sup>); ряд актиния или точнее актиноурана (родоначальник — актиноуран — изотоп урана U<sup>235</sup>, конечный продукт Pb<sup>207</sup>).

К этим давно известным трем Р. с. можно добавить еще 4-е Р. с.: ряд нептуния, Np<sup>237</sup>, конечным продуктом к-рого является стабильный изотоп висмута Bi<sup>209</sup>. Изотоп Np<sup>237</sup> был обнаружен в урановых рудах в соотношении Np<sup>237</sup>/U<sup>238</sup> = 1 · 8 · 10<sup>-11</sup>. Np<sup>237</sup> обра-

зуется по реакции U<sup>238</sup> (n, 2n) U<sup>237</sup>,  $\beta^-$ -Np<sup>237</sup>, при расщеплении изотопа U<sup>238</sup> быстрыми нейтронами космич. лучей, нейтронами спонтанного деления U<sup>238</sup>, U<sup>235</sup> и нейтронами, возникающими по реакции ( $\alpha$ , n) при действии альфа-частиц, испускаемых природными  $\alpha$ -радиоактивными веществами. Нуклиды, относящиеся к этому Р. с., получают искусственным путем, в природе они существуют лишь в ничтожных количествах. Массовое число (A) нуклидов четырех Р. с. можно выразить формулой: 4n + a, где n — целое число, а a для каждого Р. с. имеет одно из следующих значений: 0, 1, 2, 3.

Родоначальник радиоактивного семейства	Формула для A	Родоначальник радиоактивного семейства	Формула для A
Th <sup>232</sup> Np <sup>237</sup>	4n 4n + 1	U <sup>238</sup> U <sup>235</sup>	4n + 2 4n + 3

Поскольку в Р. с. происходят  $\alpha$ -радиоактивные превращения, при к-рых  $\Delta A = 4$ , или  $\beta^-$ -радиоактивные или изомерные превращения с  $\Delta A = 0$ , у всех членов данного Р. с. сохраняется одна и та же формула для A. Члены одного и того же Р. с. находятся в радиоактивном равновесии между собой и потому в природе, наряду с долгоживущими родоначальниками Р. с., имеющими период полураспада T больше 10<sup>8</sup> лет (кроме Np<sup>237</sup> с T = 2,2 · 10<sup>6</sup> лет) и не успешными распадаться за время существования химич. элементов солнечной системы, существуют и все их более короткоживущие продукты распада, приведенные в табл. (рис. 1). Кроме природных членов Р. с., образующихся при радиоактивном распаде их родоначальника, к каждому Р. с. может быть причислено большое число «побочных» членов Р. с. (получаемых искусственным путем посредством различных ядерных реакций), имеющие значения A, соответствующие формуле для данного Р. с. (см. Таблицу изотопов, V том ФЭС).

До обнаружения искусственной радиоактивности новые радиоактивные вещества открывались только в продуктах распада долгоживущих изотопов Р. с.





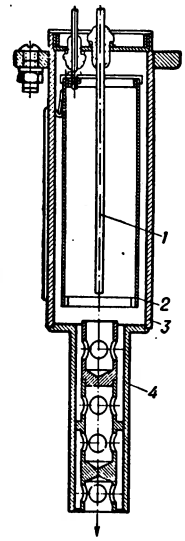


урана и тория и название им давалось по местоположению нуклида в последовательности распадов в данном Р. с. Напр.,  $UX_2$  образуется из  $UX_1$ , RaE — из RaD и т. д. Эти названия приведены в табл. 1, так как они встречаются в литературе. С открытием большого числа искусственных радиоактивных изотопов перестали давать нуклидам отдельные названия.

Из табл. 1 видно, что цепочки в каждом Р. с. имеют различную длину и последовательность  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов. Различная конфигурация членов Р. с. определяется их местоположением в плеяде изотопов радиоактивных элементов с атомными номерами  $Z \geq 81$  (см. табл., рис. 2). Закономерность распределения  $\alpha$ - и  $\beta$ -радиоактивных изотопов у этих элементов определяется, как видно из таблицы 2, ходом линии  $2\beta$ -устойчивости, обусловленной последовательностью присоединения протонов и нейтронов при построении наиболее устойчивых ядер атомов изобар наименьшей массы.

Лит. см. при ст. Радиоактивность. И. П. Селенов.

**РАДИОАКТИВНЫЙ ИОНИЗАЦИОННЫЙ МАНОМЕТР** (альфатрон) — прибор для измерения давления разреженного газа, основанный на ионизации газа радиоактивным излучением (обычно  $\alpha$ -частицами). Датчик Р. и. м. — ионизационная камера, в которой находится радиоактивный препарат, коллектор, собирающий образовавшиеся в рабочем пространстве положит. ионы, и анод, создающий электрич. поле, направляющее ионы на коллектор. Ток в цепи коллектора линейно зависит от давления:  $I = Kp$ , где  $K$  — чувствительность манометра, обычно порядка  $10^{-10}$  а / мм рт. ст.



крытый фольгой Al, толщиной 6 мкм (для поглощения атомов отдачи); 3 — корпус с фланцем; 4 — патрубок с лабиринтом, предотвращающий выход Рн наружу при аварии.

кого манометра — наличие  $\gamma$ -излучения Ra и выделение в процессе распада Rn. В современных Р. и. м. применяют  $Pu^{238}$ , практически не дающий  $\gamma$ -излучения (см. рис.).

Чувствительность Р. и. м. зависит от рода газа и определяется ф-лой:  $K/K_0 = 2,92 \sqrt{M/U_i}$ , где  $K_0$  — чувствительность данного Р. и. м. по воздуху,  $M$  — молекулярный вес в г,  $U_i$  — потенциал ионизации в в.

Лит.: 1) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957 г.; 2) Sibley C. B., Roehrig J. R., «Electronics», 1953, в. 26, № 11, p. 176; 3) Хавкин И. П., «ДПТЭ», 1960, № 5, с. 101. Л. П. Хавкин.

**РАДИОАКТИВНЫЙ КАРОТТАЖ** скважин — группа методов исследования пластов горных пород с помощью различных ядерных излучений. Эти исследования проводятся при разведке и разработке месторождений газа, нефти и др. полезных ископае-

мых. Р. к. позволяет расчленять геологический разрез (т. е. определять тип и границы пород, залегающих на разных глубинах), находить продуктивные пласты, а также получать характеристики пластов — плотность и проницаемость породы, насыщенность

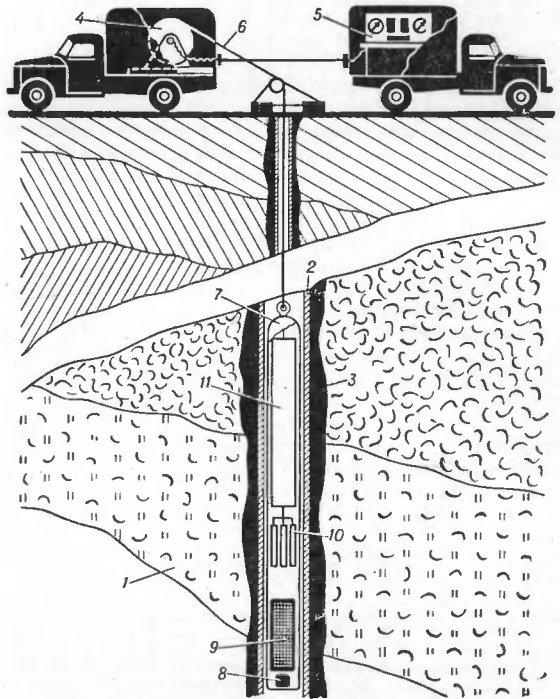


Схема радиоактивного кароттажа: 1 — пласты пород; 2 — стальная труба; 3 — цементное кольцо; 4 — лебедка; 5 — пульт управления и питания; 6 — кабель; 7 — гильза глубинного прибора; 8 — источник нейтронов или  $\gamma$ -лучей; 9 — фильтр (Pb или парафин); 10 — счетчики (соответственно нейтронный или  $\gamma$ -лучей); 11 — электронная схема усиления и формирования импульсов.

порового пространства нефтью или газом, положение границы вода — нефть или газ — вода и т. п. При Р. к. обычно используются  $\gamma$ -лучами и нейтронами, благодаря их большой проникающей способности, измеряемой десятками см породы и относит. простоте способов получения [1].

Гамма-кароттаж [ГК] — измерение естеств.  $\gamma$ -активности самих горных пород. Для осуществления ГК в скважину опускается прибор, в котором расположен детектор  $\gamma$ -лучей: разрядный счетчик или фотомножитель с кристаллом. В последнем случае можно судить не только об общей интенсивности, но и об энергетич. спектре естеств. излучения. Полученные сведения о характере и величине  $\gamma$ -активности пород позволяют расчленять пласты, определять положение некр-рых характерных горизонтов, могущих служить своего рода «репером» при составлении геологич. разреза по многим скважинам одного района, а иногда и судить о типе горной породы. Навысшей  $\gamma$ -активностью отличаются глины, в связи с чем ГК иногда наз. кароттажем глинистости [1].

Если вместе с индикатором  $\gamma$ -излучения в скважину опустить  $\gamma$ -источник и между ними расположить свинцовый фильтр, то показания аппаратуры будут зависеть от того, насколько сильно  $\gamma$ -лучи рассеиваются и поглощаются в породе, окружающей глубинный прибор. Такой метод исследования наз. гамма-кароттажем [ГГК]. Источниками излучения служат Ra, Co и др. Свинцовый фильтр препятствует прямому попаданию  $\gamma$ -лучей из источника в инди-

тор. Рассеяние и поглощение  $\gamma$ -лучей слабо связаны с индивидуальными свойствами ядер; они определяются в основном плотностью среды; поэтому диаграммы ГГК расчленяют разрез по плотности пород. Особенно успешным оказалось применение ГГК на угольных месторождениях, т. к. угольные пласты обладают аномально малой плотностью и очень хорошо выделяются на диаграммах ГГК [2, 3].

Нейтронный кароттаж. Более разнообразную информацию о ядерных свойствах горных пород дают методы нейтронного кароттажа, поскольку процессы взаимодействия нейтронов с веществом в гораздо большей степени отражают индивидуальные свойства ядер. Подробнее см. *Нейтронный кароттаж*.

Аппаратура Р. к. состоит из двух частей: в глубинном приборе, к-рый опускается в скважину, располагается источник излучения, индикатор (разрядные счетчики, пропорциональные счетчики с  $BF_3$ ) и электронная схема, в к-рой импульсы от датчиков усиливаются и формируются для передачи по кабелю на поверхность; в наземной части производится анализ импульсов по амплитудам (при исследовании энергетич. спектров) и по времени прихода (при снятии временных распределений с импульсными источниками), а также запись зависимости интенсивности зарегистрированного излучения от глубины, на к-рой находится прибор (рис.). Подробнее о приборах нейтронного НК и ГГ см. [4, 5, 6].

Лит.: 1) Филиппов Е. М., Прикладная ядерная геофизика, М., 1962; 2) Булашевич Ю. П., Воскобойников Г. М., Гамма-гамма кароттаж на угольных месторождениях Урала и возможность бескернового бурения части разведочных скважин, Изв. АН СССР, Сер. геофиз., 1957, № 1; 3) Филиппов Е. М., Гамма-гамма кароттаж, в сб.: Применение радиоактивных изотопов и излучений в нефтяной промышленности, М., 1957; 4) Беспалов Д. Ф., Ерзолимирский Б. Г., Стандартная аппаратура радиоактивного кароттажа, «Нефтяное хозяйство», 1955, № 9, с. 63; 5) Беспалов Д. Ф., Новая радиометрическая аппаратура в промысловой геологии, в сб.: Ядерная геофизика, М., 1959; 6) Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Сб. статей, под ред. С. И. Савосина, М., 1962.

Б. Г. Ерзолимирский.

**РАДИОАСТРОНОМИЯ** исследует небесные тела по их собств. радиоизлучению (в отличие от радиолокационной астрономии, исследующей тела солнечной системы при помощи отраженных ими радиоволн). Радиоастрономич. наблюдения производятся радиотелескопами. Диапазон волн наземной Р. ограничен со стороны миллиметровых волн поглощением в атм. кислороде и парах  $H_2O$ , а со стороны декаметровых волн проникаемостью ионосферы (см. *Распространение радиоволн*).

Источники излучения в Р.: в *Метагалактике* — отдельные галактики и метагалактич. среда; в *Галактике* — диффузные и планетарные туманности, межзвездная галактич. среда, *сверхновые звезды* и вспыхивающие звезды, в перспективе также звезды сверхгиганты (см. *Звезды*) и нек-рые др. объекты; в Солнечной системе — *Солнце*, *планеты* и *Луна* (делались попытки наблюдения *комет*). Все перечисл. источники имеют сплошной спектр, за исключением межзвездного газа, к-рый может испускать и поглощать также монохроматич. излучение.

Сплошной спектр радиоизлучения может возникнуть за счет теплового или магнитно-тормозного механизма излучения электромагнитных волн, а также за счет колебаний *плазмы* и др. Излучение может быть поляризовано при наличии анизотропного магнитного поля, пронизывающего излучающий газ, или отражающих поверхностей (напр., поверхностей планет, Луны и т. д.) с различными коэфф. отражения радиоволн для разных ориентаций *E* и *H* волны относительно поверхности. Монохроматич. радиоизлучение возникает при энергетич. переходах между близкими энергетич. уровнями атомов и молекул (см. *Радиоспектроскопия*).

Сплошной спектр радиоизлучения в пределах отдельных участков радиодиапазона может описываться  $\Phi$ -цией  $I_\nu = kv^{-\alpha}$ , где  $I_\nu$  — интенсивность излучения частоты  $\nu$ ,  $\alpha$  — константа, наз. спектральным индексом излучения. Величина  $\alpha$  связана с механизмом излучения. Монохроматич. излучение характеризуется длиной волны  $\lambda$  и формой линии. Поляризация радиоволн определяется *Стокса параметрами*. Протяженные источники характеризуются зависимостью  $I_\nu$  или *аркостинной температуры*  $T_b$ ,  $\alpha$  и параметров Стокса от угловых координат. Для характеристики неразрешенных источников пользуются спектр. плотностью общего потока  $\bar{I}$  и средними значениями  $\bar{\alpha}$  и параметров Стокса. Для нестационарных объектов существенно изменение этих характеристик во времени.

Знание перечисл. характеристик радиоизлучения позволяет определить механизм излучения и характер физ. процессов, протекающих в излучающей или поглощающей среде. Интенсивность *теплового излучения*:

$$I = 2kT_b/\lambda^2, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

В случае поверхности  $S$ , ограничивающей излучающую среду (напр., поверхность Луны или к.-л. планеты), для элемента поверхности  $dS$  имеем:

$$T_b = (1 - R) \int_0^\infty T(y) \chi \sec \beta' \exp(-\chi y \sec \beta') dy, \quad (2)$$

где  $\chi$  и  $R$  — коэфф. поглощения и отражения поверхности  $S$  (рис. 1), а  $T(y)$  — тем-ра излучающей среды. При определенных предположениях о структуре среды и внутр. источниках тепла  $T(y)$  может быть определена из ур-ния теплопроводности и граничных условий, выражающих зависимость поверхностной тем-ры от времени. В нек-рых случаях (напр.,

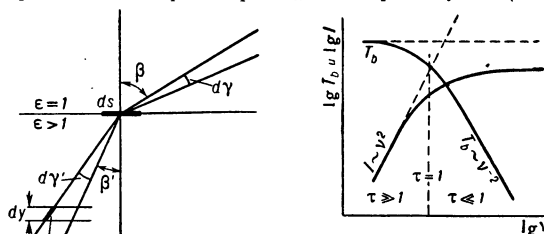


Рис. 2. Зависимость  $T_b$  и  $I$  от  $\nu$  для излучения слоя ионизованного газа;  $\tau$  — оптич. толщина слоя; пунктир — соответствующие зависимости для абсолютно черного тела.

Рис. 1.  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость;  $\beta$  — угол наблюдения участка поверхности  $ds$ .

для радиоизлучения Луны) удается проинтегрировать (2) и по результатам измерений  $T_b$  для разных  $\lambda$  оценить тепловые константы, а также  $R$  и  $\chi$  и, следовательно, диэлектрич. проницаемость  $\epsilon$  и эффективную электропроводность  $\sigma = c\sqrt{\epsilon}\chi/4\pi$  вещества поверхностного слоя [1].

Для теплового излучения слоя ионизованного газа [2]:

$$T_b = \int_0^s T \chi \exp(-\chi s) ds = \int_0^{\tau_0} T \exp(-\tau) d\tau,$$

где  $T$  — тем-ра газа,  $s$  — толщина слоя,  $\tau$  — оптич. толщина:

$$\int \chi ds = \tau \sim \lambda^2 T^{-3/2} \int N_e^2 ds;$$

$\tau_0$  — толщина слоя в ед. оптич. толщины,  $N_e$  — электронная плотность. Излучение слоя ионизованного газа обладает характерным спектром (рис. 2). В газовых ионизованных туманностях  $T = \text{const}$ , поэтому:

$$T_b = T [1 - \exp(-\tau_0)]. \quad (3)$$

В оптически толстом слое ( $\tau_0 \gg 1$ ):

$$T_b = T, \quad I = (2kT/\lambda^2) \sim \nu^2. \quad (4)$$

В случае тонкого слоя ( $\tau_0 \ll 1$ ):

$$\left. \begin{aligned} T_b &= T\tau_0 \sim \lambda^2 T^{-1/2} \int_0^s N_e ds \sim \nu^{-2}, \\ I &= (2kT\tau_0/\lambda^2) \sim 2kT^{-1/2} \int_0^s N_e^2 ds \sim \nu^6. \end{aligned} \right\} (5)$$

Т. о., при тепловом излучении  $0 \geq \alpha \geq -2$ . Измерения интенсивности теплового излучения ионизованного газа на достаточно длинных волнах ( $\tau_0 > 1$ ) позволяют определить его темп-ру  $T$ , а на достаточно коротких волнах ( $\tau_0 < 1$ ) — т. н.

меру эмиссии:  $ME = \int_0^s N_e^2 ds$ .

При наличии продольного магнитного поля  $H$  коэфф. поглощения  $\chi$  становится различным для волн, поляризованных по кругу в противоположных направлениях:  $\chi$  пропорционально  $(\nu \pm \nu_H)^{-2}$ , причем *гиротропическая частота*  $\nu_H$  пропорциональна  $H$ . Вследствие этого оптич. толщина и интенсивность излучения тонкого слоя ионизованного газа также различны для правой и левой поляризации, т. е. излучение будет поляризованным по кругу. Измеряя степень поляризации излучения для разных  $\lambda$ , можно определить  $H$ .

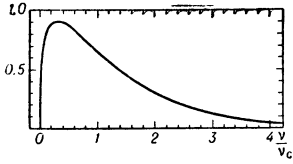


Рис. 3. Спектр излучения релятивистского электрона в магнитном поле.

$\nu_c = 16,2 H^2 Mc^2$ , а  $\mathcal{E} \gg mc^2$  — энергия электрона в единицах  $mc^2$ . Интенсивность магнитно-тормозного излучения релятивистских электронов при изотропном распределении их скоростей и распределении электронов по энергиям вида  $N(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^{-\gamma}$  определяется выражением:

$$I \sim \nu^{-\gamma} (\nu - 1)^2 H^{\gamma+1} \nu^2, (6)$$

где  $\gamma$  наз. показателем степени энергетич. спектра излучающих релятивистских электронов [3]. Измеряя интенсивность магнитно-тормозного излучения  $I$  для разных  $\lambda$  ( $0,2 \leq \alpha \leq 1,5$ ), можно оце-

нить только темп-ру излучающей среды (в направлениях, где  $\tau > 1$ ) и меру эмиссии (там, где  $\tau < 1$ ), как в случае сплошного спектра теплового излучения ионизованного газа, но и измерить по доплеровскому смещению линии лучевую скорость регулярного движения излучающей среды, а по ширине линии — дисперсию лучевых скоростей [2, 4].

Яркостная темп-ра источника  $T_b$  с тепловым механизмом излучения и темп-рой  $T$ , к-рой просматривается на фоне среды, также излучающей и имеющей яркостную темп-ру  $T_b'$ , выражается ф-лой:

$$T_b = T [1 - \exp(-\tau_0)] + T_b' \exp(-\tau_0),$$

где  $\tau_0$  — оптич. толщина источника. Если  $T_b' > T$ , то источник обнаруживается по поглощению. В сплошном спектре источника, расположенного за монохроматически излучающим газом, обнаруживаются линии поглощения, если  $T_b$  источника больше темп-ры газа. Т. о., по спектру поглощения можно оценить относительную удаленность источника.

**Радиоизлучение Метагалактики.** Радиогалактики. Подавляющее большинство (из наблюдаемых неск. тыс.) метагалактич. источников радиоизлучения — галактики с очень высокой относительной радиоизлучательной способностью или радиосветимостью (отношением интегрального потока радиоизлучения к световому потоку) от  $10^{-3}$  до 10. Их наз. радиогалактиками. По статистич. оценкам их число больше, чем  $10^6$ . Высокая радиосветимость радиогалактик в сочетании с большой площадью радиотелескопов обеспечивает более высокую проникающую силу последних, чем у крупнейших оптич. телескопов. Поэтому только немногие из наблюдаемых радиогалактик отождествлены с видимыми объектами.

Основная часть радиоизлучения радиогалактик имеет магнитно-тормозную природу. Излучение некоторых из них сильно (до 40%) поляризовано. Высокая радиосветимость радиогалактик вызвана большой плотностью релятивистских электронов и относительно большой напряженностью магнитного поля.

Радиоисточник	Угловой размер $\varphi$	Расстояние $R$ (Mpc)	Спектральный индекс $\alpha$	Спектральная плотность потока $F$ ( $\text{вт}/\text{м}^2/\text{гц}$ ) при $\nu = 10^8 \text{ гц}$	Излучаемая мощность $P$ ( $\text{эрг}/\text{сек}$ ) для $\nu$ от $10^7$ до $10^{10} \text{ гц}$	Напряженность магнитного поля $H$ (e)	Полная энергия релятивистских частиц $W$ (эрг)
Лебедь-А; ЗС-405 (двойной)	$2 \times 38''$	220	0,75	$1,3 \cdot 10^{-22}$	$7 \cdot 10^{44}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{60}$
Центавр-А; NGC-5128 протяж. источник двойной	$2 \times 180'$	3,8	0,77	$7,6 \cdot 10^{-23}$	$1,3 \cdot 10^{41}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{59}$
Дева-А; NGC-4486 протяж. часть Галактика	$10'$	11	0,8	$6 \cdot 10^{-24}$	$8 \cdot 10^{40}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{58}$
Галактика	—	—	0,8	—	$4,4 \cdot 10^{38}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{56}$
Андромеда	$200'$	—	0,73	$2,7 \cdot 10^{-24}$	$3,3 \cdot 10^{38}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{58}$
Кассиопея-А	$4'$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	0,8	$1,9 \cdot 10^{-22}$	$2,5 \cdot 10^{35}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{49}$
Телец-А	$5'$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,25	$1,7 \cdot 10^{-23}$	$1,0 \cdot 10^{34}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{48}$

нить —  $\gamma = 2\alpha + 1$  для релятивистских электронов, являющихся первичной электронной компонентой космич. лучей, или напряженность магнитного поля  $H$  [4].

Спорадич. радиоизлучение в относительно узкой полосе частот около  $\nu = \sqrt{e^2 N_e / m}$  ( $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона) свидетельствует о механизме плазменных колебаний: электромагнитные волны обусловлены колебаниями электронной плотности  $N_e$  в плазме. Такой процесс возможен при возмущении неоднородной плазмы корпускулярным потоком, движущимся со скоростью, превышающей скорость звука в плазме. Выводы теории об интенсивности излучения пока допускают только качеств. проверку [5].

Исследование интенсивности и формы линии монохроматич. радиоизлучения позволяет определить не

Мощнейшая из радиогалактик Лебедь-А (см. табл.) отождествлена со слабой оптич. галактикой, находящейся на расстоянии 220 Mpc, к-рое определено оптически по красному смещению. Оптич. источник расположен ближе к западному компоненту, протяженность излучения к-рого несколько меньше, чем восточного. Излучение из области между компонентами практически отсутствует для  $\lambda = 3 \text{ см}$ , но ощутимо на более длинных волнах.  $\alpha$  обеих компонент Лебедь-А одинаковы (с точностью до 0,01). Линейная поляризация восточного компонента  $\approx 15\%$ .

Большинство разрешенных радиогалактик — объекты с двумя ядрами типа источников Лебедь-А или Центавр-А. Они выглядят как галактики с темной полосой посередине. Нек-рые из радиогалактик, по видимому, схожи с источником Дева-А — пока единственной оптически наблюдаемой эллиптич. галактикой с мощным выбросом материи из ядра, у к-рой оптич. излучение выброса поляризовано и имеет магнитно-тормозную природу.

Видимые угловые размеры источника Дева-А-5', размеры выброса  $20'' \times 2''$ . Размеры источника сильно зависят от  $\lambda$ : при  $\lambda = 9,4$  см угловой диаметр  $\leq 1''$ ; при  $\lambda = 21$  см —  $1'', 2$ ; при  $\lambda = 3$  м угловые размеры  $6' \times 2', 5$ . При  $\lambda = 3,7$  м обнаруживается слабая галактик. корона диаметром до  $50''$ . Это указывает на то, что излучение источника Дева-А в сантиметровом и дециметровом диапазонах определяется областью выброса, в то время как в метровом диапазоне существует вклад периферич. областей источника.

Структурные особенности радиогалактик, по-видимому, свидетельствуют о бурных, взрывных процессах, происходящих на ранних стадиях их эволюции, приводящих к их делению и сопровождающихся мощным радиоизлучением.

Особенно интересны радиоастрономич. исследования Метагалактики на предельно больших расстояниях ( $> 10^8$  световых лет), т. к., во-первых, они знакомят нас с галактиками на более ранних стадиях эволюции (по сравнению с нашей Галактикой), во-вторых, позволяют судить о структуре и динамике расширяющейся Вселенной и проверить справедливость космологич. моделей (см. *Космология*).

Для выбора той или иной космологич. модели необходимо установить закон распределения галактик в пространстве. Об этом можно судить (предполагая, что галактики имеют одинаковую светимость и размеры): 1) по зависимости числа наблюдаемых галактик  $N$  с данным потоком излучения  $F$  от величины  $F$ , т. е.  $N(F)$ ; 2) по статистич. связи угловых размеров источников и их потоков; 3) по измерениям красного смещения монохроматич. радиоизлучения радиогалактик  $\Delta\nu/\nu$ , возникающего за счет расширения Вселенной со скоростью  $v = hr$ , где постоянная Хаббла  $h = 150$  км/сек · Мпс, а  $r$  — расстояние до радиогалактики. При изотропном заполнении пространства галактиками одинаковой светимости  $N \sim F^{-3/2}$ . Наблюдения, по-видимому, не подтверждают эту гипотезу.

Необходимые для проверки космологич. гипотез измерения угловых размеров, потоков и красного смещения у большого числа далеких галактик требуют радиотелескопов с исключительно большой разрешающей силой (порядка  $''$ ) и площадью  $10^4 - 10^6$  м<sup>2</sup>. Эта задача еще ожидает своего решения. Отдельные измерения радиоизлучения предельно удаленных галактик, произведенные радиоинтерферометром с базой, равной 61500  $\lambda$  на частоте 158 Мгц (115,4 км), показали, что угловые размеры нек-рых галактик  $< 0,8''$ . Три из них отождествлены с оптич. объектами. Скорости их удаления, установленные по красному смещению оптич. спектра, достигают 50—250 тыс. км/сек, что соответствует  $r \sim (0,7 - 3,4) \cdot 10^9$  пс. Ширина спектр. линий свидетельствует об относит. скоростях  $\sim 1000$  км/сек. Возможно, что здесь наблюдаются объекты особой природы с оболочкой, расширяющейся со скоростью  $\sim 1000$  км/сек, и очень плотным звездоподобным ядром малых размеров, инжектирующим релятивистские электроны в оболочку (см. *Сверхзвезды*).

Измерения красного смещения в спектре излучения нейтрального водорода у 23 галактик дали их лучевую скорость  $\sim 345 - 700$  км/сек, что совпадает с оптич. измерениями. Наблюдение красного смещения монохроматич. радиоизлучения далеких радиогалактик пока не осуществлено.

Нормальные галактики обладают потоком радиоизлучения, пропорциональным их оптич. потоку; их относит. радиосветимость  $10^{-5} - 10^{-6}$ . При чувствительности радиотелескопов  $\sim 10^{-26}$  вт/м<sup>2</sup>/гц можно обнаружить на расстояниях  $\sim 10^6$  пс. Поэтому число наблюдаемых в Р. нормальных галактик невелико (ок. 50). Для них  $\alpha$  лежит в пределах от 0,2 до 1,3, что указывает на магнитно-тормозной механизм излучения. Исследование радиоизлучения ближайших нормальных галактик позволяет судить об их размерах, массах, механизме излучения и различных структурных деталях, ядер спиральных рукавов и оптически невидимой короны.

Ближайшая к нам нормальная галактика — Магеллановы Облака, имеет низкую радиосветимость и, в отличие от дру-

гих, не обладает короной. На фоне ее радиоизлучения выявлено ок. 240 дискретных источников, многие из к-рых отождествляются с видимыми диффузными туманностями и имеют спектр теплового радиоизлучения. Излучение малого Магелланова Облака частично линейно поляризовано. Изофоты (кривые равных  $T_b$ ) монохроматич. радиоизлучений нейтрального водорода ( $\lambda = 21$  см) сходны с изофотами для непрерывного излучения. Это указывает на связь между расположенными нейтрального водорода и магнитного поля, вызывающего магнитно-тормозное излучение релятивистских электронов (непрерывный спектр). Наблюдения с  $\lambda = 21$  см позволили оценить массу водорода  $m_H$  в Магеллановых Облаках:  $m_H = 1,3 \cdot 10^8 M_\odot$  ( $M_\odot$  — солнечная масса) в малом и  $m_H = 3 \cdot 10^8 M_\odot$  в большом.

Существенно исследование ближайших спиральных галактик, т. к. многие из них, напр. туманность Андромеды, подобны нашей Галактике (изучение к-рой затруднено тем, что оно ведется изнутри).

Андромеда имеет радиодиаметр неск. больше оптического и сферич. корону с магнитно-тормозным спектром. Наблюдения Андромеды на волне 21 см позволили измерить по профилю линий в различных областях галактики зависимость скорости ее вращения от радиуса, определить  $m_H = 4,5 \cdot 10^8 M_\odot$ , а также оценить характер распределения водорода в этой галактике [6]. Оптич. размер ядра —  $5 \times 8$  пс, а его масса  $\approx 1,3 \cdot 10^7 M_\odot$ .

Радиоизлучение Галактики. Общее радиоизлучение (галактический фон). Изофоты радиоизлучения Галактики для разных  $\lambda$  сильно отличаются как по форме, так и по величине  $T_b$ .

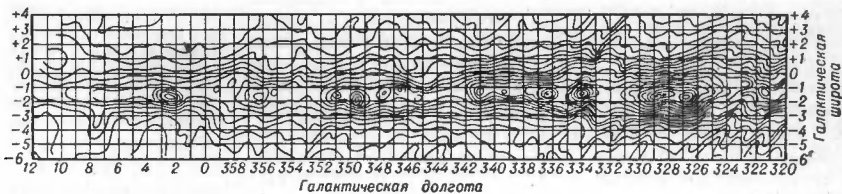


Рис. 4. Изофоты радиоизлучения Галактики при  $\lambda = 3,5$  м; 1 ед. соответствует  $1000^\circ$  К.

В декаметровом диапазоне радиоизлучение изотропно,  $T_b \sim 100\ 000^\circ$  К. Излучение метрового диапазона также наблюдается в высоких галактич. широтах, но  $T_b$  существенно ниже ( $1000^\circ$ ) и заметно спадает вдали от плоскости галактич. экватора (рис. 4). В дециметровом диапазоне для центра Галактики

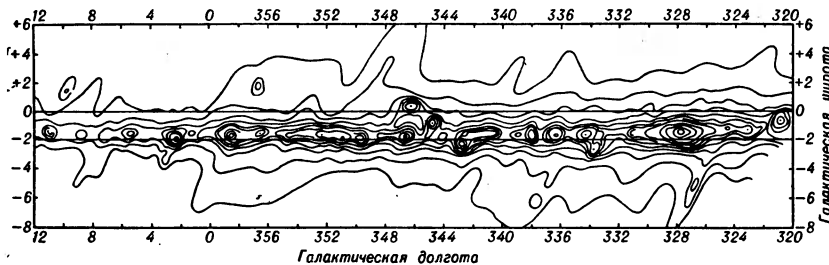


Рис. 5. Изофоты радиоизлучения Галактики при  $\lambda = 22$  см; 1 ед. соответствует  $3,25^\circ$  К.

$T_b \sim 100^\circ$  К, а излучающая полоса вытянута вдоль галактич. экватора, причем за пределами  $10^\circ$  галактич. широты излучение практически отсутствует (рис. 5). а для декаметрового и метрового диапазонов указывает на магнитно-тормозное излучение. Зависимость  $\alpha$  от  $\lambda$  ( $\alpha = 0,8$  при  $\lambda = 75$  см и  $\alpha = 0,35$  при  $\lambda = 8$  м) окончательно не истолкована. Общее радиоизлучение Галактики в сантиметровом и коротковолновой части дециметрового диапазонов — тепловое, т. к.  $\alpha < 0$ .

Особенности изофот общего радиоизлучения Галактики позволяют считать его состоящим из излучения сферич. галактич. короны (сферич. компонента) и излучения галактич. плоскости (плоская компонента). Сферич. компонента обусловлена тормоз-

жением релятивистских электронов в сферически симметричных, хаотических магнитных полях ( $H = 6 \cdot 10^6$  э) галактич. короны диаметром  $\approx 30$  кпс. Плоская компонента связана с тепловым излучением тонкого слоя облаков межзвездного водорода, ионизованного горячими звездами, концентрирующимися к плоскости Галактики, и с излучением релятивистских электронов, тормозящихся в ориентированных магнитных полях спиральных рукавов Галактики (рис. 6).

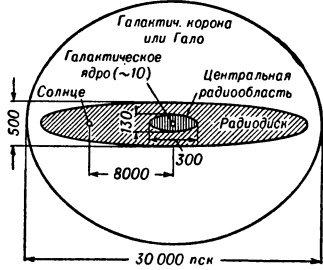


Рис. 6. Строение Галактики по данным радиоастрономии; размеры в пс.

лейют картину изофот Галактики и высокую  $T_b$  для длинноволновой части диапазона. Эти компоненты практически не наблюдаются при  $\lambda < 50$  см. Тепловая часть плоской компоненты ( $\alpha \geq -2$ ) объясняет относительно низкую  $T_b$  и концентрацию излучения к галактич. экватору у коротковолновой части диапазона. Тепловое излучение в соответствии с (4) вносит относительно малый вклад при  $\lambda > 50$  см.

Монохроматическое радиоизлучение Галактики. Исследование монохроматич. радиоизлучения, особенно излучения атомов и молекул, не излучающих света, важно для астрофизики (оно дает содержание различных химич. элементов, не наблюдаемых оптически). Экспериментально обнаружено пока только радиоизлучение нейтрального водорода ( $\lambda = 21$  см), обусловленного переходами между подуровнями *свертлонкой структуры* основного состояния атома водорода и радикала ОН ( $\lambda = 18$  см). Исследования интенсивности излучения  $I$  и формы линии  $I(\nu)$  позволили определить распределение нейтрального водорода в Галактике, его плотность и общую массу, кинетич. темп-ру  $T$  и лучевые скорости, обусловленные вращением всей Галактики и собств. движениями облаков газа [2, 4, 6]. Изофоты монохроматич. радиоизлучения Галактики меньше концентрируются к галактич. плоскости, чем изофоты теплового излучения ионизованного водорода, поднимаясь до галактич. широт  $> 40^\circ$ . Основная масса нейтрального водорода заключена в спиральных ветвях Галактики. Температура газа  $100^\circ$  К, а плотность от долей 1 до  $100$  атом./см<sup>3</sup>.

Исследования профиля линии позволили построить схему распределения нейтрального водорода в Галактике, которая сделала «видимыми» оптически не наблюдаемые спиральные ветви Галактики (рис. 7).

В результате исследования лучевых скоростей излучающего газа была не только измерена тангенциальная скорость вращения галактич. спиральных рукавов, но и обнаружена радиальная скорость расширения спиральной структуры. Эта скорость максимальна вблизи галактич. ядра ( $200$  км/сек) и убывает к периферии. Исследование спектров поглощения ряда дискретных галактич. источников позволило

определить их место относительно ветвей спиральной структуры.

Радиоизлучение диффузных туманностей. Межзвездный ионизованный водород, излучение к-рого обуславливает плоскую составляющую галактич. фона, распределен в галактич. плоскости неравномерно, образуя облака, скопления и отдельные источники небольшого углового размера. Оптически они наблюдаются как диффузные туманности, внутри к-рых видны горячие голубые звезды. Ультрафиолетовое излучение звезд может ионизовать водород туманности и нагреть его до темп-ры  $10\ 000^\circ$  К. Для достаточно коротких волн туманность — оптически тонкий слой и интенсивность излучения  $I$  практически не зависит от длины волны ( $\alpha = 0$ ), а  $T_b = T\tau$  пропорциональна  $\lambda^2$ ; с ростом  $\lambda$ , и следовательно  $\tau$ ,  $I$  уменьшается ( $\alpha \rightarrow 2$ ), а  $T_b \rightarrow T_e$ , где  $T_e = 10\ 000^\circ$  К — электронная темп-ра туманности (рис. 2).

Измеряя  $T_e$  и  $ME$  и зная размеры туманности, можно определить  $N_e$  и массу туманности  $M$ . Яркость оптич. излучения туманности также должна быть пропорциональной  $ME$ , но она зависит также от поглощения света в пылевой межзвездной среде, прозрачной для радиоволн. Поэтому, измерив отношение интенсивностей оптического и радиоизлучения туманности и зная поглощение света пылевой средой на ед.

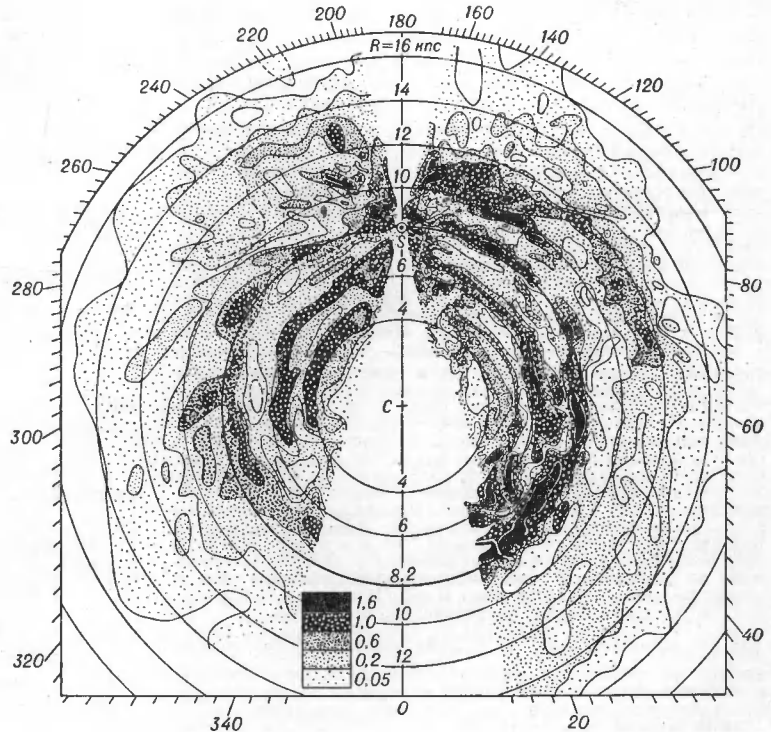


Рис. 7. Распределение нейтрального водорода в Галактике; С—Галактическое ядро, S—Солнце.

длины, можно найти расстояние до туманности. Для нек-рых туманностей это пока единств. способ измерения расстояния. Наблюдение радиоизлучения межзвездного ионизованного газа позволяет уточнить массу ионизованного газа в Галактике.

Одна из ярких галактич. туманностей — туманность Омега, у к-рой «центр тяжести» радиоизлучающей области не совпадает с ядром видимой туманности, а расположен на ее западной границе, образованной плотным непроницаемым пылевым обла-



ком;  $M = 350 M_{\odot}$ ,  $N_e = 900 \text{ см}^{-3}$  в центре туманности и  $20 \text{ см}^{-3}$  на ее периферии. У туманности Ориона максимум радиоизлучения совпадает с положением звезд трапеции Ориона;  $T_e = 11\,000^\circ \text{ К}$  и  $M = 116 M_{\odot}$ , причем ок.  $6 M_{\odot}$  сосредоточено в наиболее яркой части туманности диаметром ок.  $3'$ . Значит, число источников радиоизлучения с тепловым спектром отождествлено с диффузными туманностями, но имеются также «невидимые», скрытые пылевой материей.

Сверхновые звезды. Помимо дискретных источников с тепловым спектром, в Галактике наблюдается большое число источников с магнитно-тормозным излучением. Это — расширяющиеся газовые оболочки, являющиеся остатками взрывов *сверхновых звезд*. Все сверхновые, наблюдаемые оптически, отождествлены с источниками радиоизлучения, но многие радиоизлучающие источники этого типа не отождествлены с оптическими из-за поглощения света в межзвездной материи. По размерам источника и скорости разлета оболочки можно оценить возраст сверхновой. Сверхновые звезды в раннем возрасте должны претерпевать быструю эволюцию, и в связи с расширением оболочки интенсивность радиоизлучения должна падать. Наиболее мощная из сверхновых — Кассиопея-А, вспыхнула, по-видимому, 250 лет тому назад; возраст волокнистой туманности в Лебедь —  $10^5$  лет.

Величина  $\alpha$  сверхновых указывает на магнитно-тормозное излучение релятивистских электронов. Радиоизлучение некоторых сверхновых поляризовано, что свидетельствует о наличии в их оболочках ориентированного магнитного поля  $H \sim 10^{-3} - 10^{-5}$  э. Сверхновые, по-видимому, являются основным источником космич. лучей в Галактике [3].

Сверхновая Кассиопея-А — самый мощный дискретный источник на небе. Она отождествлена с кольцевой туманностью (диаметром ок.  $3'$  и полной массой в  $1 M_{\odot}$ ), состоящей из отдельных волокон и расширяющейся со скоростью, большей  $7440 \text{ км/сек}$ . Замечено медленное ослабление интенсивности ее радиоизлучения прил. на 1% в год. Следующий по мощности источник этого типа — Телец-А (Крабоидная туманность, сверхновая 1054 г.). Эта туманность состоит из аморфной массы газа и волокнистой структуры, расширяющейся со скоростью  $1100 \text{ км/сек}$ . Масса газовой оболочки  $\sim 0,1 M_{\odot}$ . Расстояние до туманности —  $1100 \text{ пс}$ . Особенность источника Телца-А заключается в том, что  $\alpha$  для оптического и радиоизлучений почти одинаково, что указывает на магнитно-тормозную природу света. Это подтверждается линейной поляризацией оптического и радиоизлучений. Степень поляризации радиоизлучения падает с увеличением  $\lambda$  (от 17% при  $\lambda = 3 \text{ см}$  до 1% при  $\lambda = 21 \text{ см}$ ), что, по-видимому, связано с вращением плоскости поляризации в магнитоактивной среде (источник — намагниченная плазма). Размер радиоисточника  $\approx 3',5$  (по половине мощности излучения на  $\lambda = 3 \text{ см}$  и  $\lambda = 9 \text{ см}$ ) практически не выходит за пределы волокнистой структуры туманности. Область поляризованного радиоизлучения (2',2) близка по размерам к области, излучающей поляризованный свет. Наблюдаемые эффекты можно объяснить существованием поля  $H \approx 10^{-3}$  э, энергией электронов, вызывающих оптич. излучение, порядка  $10^{11}$  эв при  $N_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$  и энергией электронов, обуславливающих радиоизлучение  $\approx 10^9$  эв при  $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Возможно, что инжекция релятивистских электронов из центральной области в оболочку продолжается, на что указывают также периодич. наблюдаемые выбросы с большими скоростями.

Обнаружено также радиоизлучение некоторых вспышечных звезд. Дальнейшее увеличение чувствительности радиотелескопов позволит наблюдать не только их спорадическое (во время вспышек), но и тепловое радиоизлучение.

Ядро Галактики. Точно в центре Галактики расположен радиоисточник Стрелец-А, состоящий из центрального яркого источника с угловым диаметром  $\approx 3'$  (линейный размер, как у Андромеды  $8 \text{ пс}$ ), погруженного в концентрич. источник диаметром  $\approx 1,5'$ . Центральный источник имеет сложный спектр, содержащий нетепловую компоненту. Спектр внешнего источника магнитно-тормозной; причем интенсивность излучения повышается к центру,

что свидетельствует о росте  $H$  и концентрации релятивистских частиц. Внешний источник должен обладать энергией в  $10^3$  раз большей, чем у самых мощных галактич. источников. Природа радиоизлучения галактич. центра полностью не выяснена; неясно, поддерживается ли его энергия за счет внутренних энергетич. ресурсов галактич. ядра, к.-л. механизма инжекции энергии из газовой короны Галактики, или мы наблюдаем результат относительно недавнего спорадич. процесса, обогатившего центральную часть Галактики релятивистскими электронами. Радиоастрономич. исследования центра Галактики представляют особый интерес, т. к. ядро играет важную роль в эволюции Галактики. К тому же оптич. наблюдения в этом направлении невозможны из-за сильного поглощения света в пылевой материи.

Радиоизлучение тел солнечной системы. Радиолучение Солнца — единственной обычной звезды, наблюдаемой в Р., и самого мощного источника радиоизлучения (из-за близости) в диапазоне длин волн от м.м. до десятков м., состоит из постоянного теплового радиоизлучения «спокойного» Солнца и часто наблюдающегося спорадич. радиоизлучения (со сложным изменяющимся во времени спектром), связанного с динамич. явлениями в солнечной короне.

Величина и характер распределения постоянной составляющей

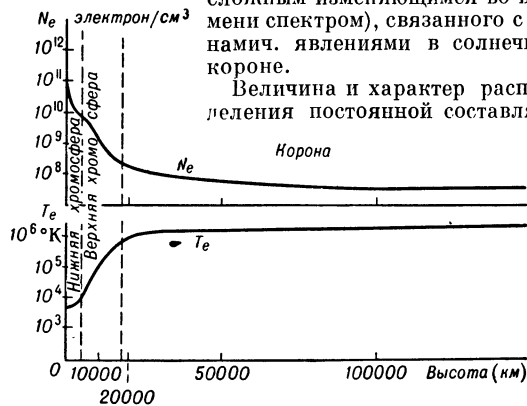


Рис. 8. Электронная плотность  $N_e$  и температура  $T_e$  солнечной атмосферы.

щей  $T_b$  по диску Солнца зависят от  $\lambda$ . Это связано с распределением кинетич. темп-ры  $T$  и  $N_e$  в атмосфере Солнца на разных высотах над фотосферой (рис. 8).

Радиоизлучение ионизованного газа короны и хромосферы на волне  $\lambda \rightarrow \lambda_{кр}$  ( $\lambda_{кр}$  — критич. длина волны, см. Ионосфера) в метровом и дециметровом диапазоне исходит из слоя, примагнетического снаружи к слою, критическому для этой волны ( $\lambda_{кр} = \sqrt{4\pi^2 \epsilon_0 m / N_e e^2}$ ); при этом показатель преломления  $n = \sqrt{1 - \lambda / \lambda_{кр}} \rightarrow 0$ , а поглощение, пропорциональное  $N_e^2 \cdot T^{-3/2}$ , достигает максимума.

Поэтому радиодиаметр Солнца и характер распределения  $T_b$  зависит от  $\lambda$  (рис. 9). Увеличение яркости солнечного лимба для  $\lambda$  от  $3 \text{ см}$  до  $1 \text{ м}$  объясняется ростом темп-ры в направлении к наружным слоям и увеличением  $\tau$  излучающего слоя у края. Радиоастрономич. наблюдения показали, что корона имеет эллиптич. форму, близкую к наблюдаемой оптически. Солнечная корона прослежена методами Р. по рассеянию проникающего ее излучения источника Телца-А (см. выше) на расстоянии в десятки солнечных радиусов. На фоне излучения спокойного Солнца наблюдаются переменные составляющие: медленно меняющаяся компонента со временем жизни порядка

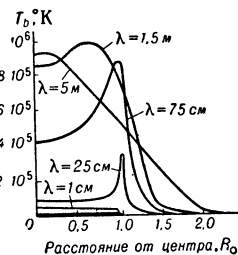


Рис. 9. Распределение яркостной темп-ры Солнца при различных  $\lambda$ .

медленно меняющаяся компонента со временем жизни порядка

дней и недель связана с наличием пятен; быстрая компонента — всплески, длящиеся минуты и часы, — обычно возникает при хромосферных вспышках. Медленно меняющаяся составляющая радиоизлучения Солнца, проявляющаяся в сантиметровом и дециметровом диапазонах, обусловлена тепловым излучением конденсаций, возникающих в короне над пятнами и факельными полями и перемещающихся вместе с ними при вращении Солнца.

Размеры радиоизлучающих областей в сантиметровом и дециметровом диапазонах близки соответственно к размерам пятен и факельных полей.  $T_b$  конденсаций иногда  $> 10^8$  К. Излучение в сантиметровом диапазоне сильно поляризовано по кругу, что позволяет определить  $H$  в нижней короне над пятнами, часто близкую к неск. сотням  $\alpha$ .

Всплески проявляются во всем диапазоне  $\lambda$  от см до декаметров. Обычно спектр всплеска изменяется в определенной последовательности: сразу после начала большой оптич. вспышки появляется излучение с  $\lambda \sim$  неск. см, а затем полоса излучения перемещается в сторону метровых волн, при этом часто возникает излучение также на 2-й гармонике. Во время развития вспышки изменяется не только частота, но и ширина полосы и состояние поляризации. Эти разновидности спорадич. радиоизлучения Солнца наз. всплесками разных типов (от 1 до 5).  $T_b$  всплеска при  $\lambda \sim$  неск. м иногда достигает  $10^{10}$  К. Радиоизлучение во время всплеска не может быть объяснено одним механизмом. В начальной стадии оно, вероятно, тепловое, а в дальнейшем, по мере перемещения выброса материи из хромосферы в корону и распространения быстрых электронов вдоль линий магнитного поля, идущих вверх, возникают плазменные колебания и магнитно-тормозное излучение. Наблюдение всплесков радиоизлучения позволяет предсказать возмущения земной ионосферы, возникающие за счет корпускулярных потоков из области вспышки.

**Радиоизлучение Луны** наблюдается в диапазоне  $\lambda$  от неск. мм до 1 м; при этом в дециметровом диапазоне можно измерить только среднюю по диску  $T_b$ , а в сантиметровом и миллиметровом диапазонах можно получить также радиоизображение Луны (рис. 10).

Все особенности наблюдаемого радиоизлучения можно объяснить теорией теплового излучения поверхностного слоя Луны [1]. Выражение для  $T_b$  излучающего элемента поверхности Луны на широте  $\psi$  и с долготой  $\phi$ , в предположении его однородности, получается в результате решения ур-ния тепло-

проводности и интегрирования (2):  $T_b = T_{b0} + \sum_{n=1}^{\infty} T_{b \sim n}$ ,

где  $T_{b0}$  — постоянная составляющая, а  $T_{b \sim n}$  — гармоники переменной (во времени) составляющей  $T_{b \sim}$

$$T_{b0} = (1 - R) \left[ T_H + \frac{a_0}{2} D \eta(\psi) \right], \quad (8)$$

где  $T_H$  — темп-ра на поверхности в полночь,  $D$  — разность темп-р на поверхности в полдень и полночь,  $\eta(\psi)$  выражает зависимость поверхностной темп-ры от широты. Гармоники переменной части:

$$T_{b \sim n} = (1 - R) \frac{a_n D \eta(\psi) \cos(n\omega t - n\phi - \xi_n)}{\sqrt{1 + 2\delta_n \cos \beta' + 2\delta_n^2 \cos^2 \beta'}}, \quad (9)$$

где  $a_n$  — коэфф. Фурье:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \eta(\phi) \cos n\phi d\phi,$$

$\omega$  — частота обращения Луны,  $\xi_n$  — сдвиг по фазе по сравнению с соответствующей гармоникой темп-ры на поверхности,  $\delta_n = \rho_n / \chi$  — отношение глубины проникновения электромагнитной волны  $1/\chi$  к глубине проникновения соответствующей гармоники темп-рной волны  $1/\rho_n$ ,  $\beta'$  — угол падения луча из глубины коры на поверхность (рис. 1). Если тангенс угла диэлектрич. потерь  $\text{tg} \Delta = 2\sigma \lambda / \epsilon$  в лунной коре, как в ряде твердых диэлектриков, не зависит от  $\lambda$ , то глубина излучающего слоя  $1/\chi = \lambda / 2\pi \text{tg} \Delta \sqrt{\epsilon}$ , т. е. пропорциональна  $\lambda$ . Это объясняет наблюдаемое уменьшение  $T_b$  от  $75^\circ$  К до  $5^\circ$  К [и увеличение  $\xi_1$  от  $20^\circ$  до  $40^\circ$ ] с ростом  $\lambda$  от 0,4 до 10 см. На дециметровых волнах  $T_b \rightarrow 0$ , т. к. большая часть излучающего слоя находится ниже слоя с изменяющейся темп-рой.

Наблюдается небольшое увеличение постоянной составляющей  $T_{b0} \approx 230^\circ$  К с ростом  $\lambda$  и, следовательно, с толщиной излучающего слоя, что, возможно, свидетельствует об увеличении темп-ры вглубь коры. Зависимость излучат. способности  $(1 - R)$  от наклона излучающей площадки  $ds$  (рис. 1) и направления плоскости поляризации объясняет наблюдающуюся ослабление  $T_b$  к краю диска, где  $R \rightarrow 1$ , и частичную линейную поляризацию радиоизлучения.

Радиоизображения Луны показали, что область макс.  $T_b$  перемещается с нек-рым опозданием по фазе, вслед за подсолнечной точкой. Макс. смещение горячей области к востоку наступает вслед за последней четвертью (рис. 10), а к западу вскоре после 1-й. Амплитуда смещения уменьшается, а запаздывание по фазе увеличивается с удлинением волны. Асимметрия изофот Луны вызывает незначит. смещение «центра тяжести» излучения.

Совокупность радиоастрономич. измерений Луны показывает, что поверхностный слой Луны относительно однороден, а средние наклоны поверхности  $\approx 20^\circ$ . Поверхностный слой Луны, по-видимому, сложен из очень пористого материала с плотностью  $\rho \approx 0,5 \text{ г/см}^3$ , теплоемкостью  $C = 0,2 \text{ кал/г}$ , теплопроводностью  $K \approx 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ , диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon \approx 1,6$  и тангенсом угла диэлектрич. потерь  $\text{tg} \Delta = 2,5 - 1,5 \cdot 10^{-3}$ . Эти данные приводят к глубине проникновения тепловой волны  $l_T \approx 25 \text{ см}$  и толщине излучающего слоя  $l_2 \approx 2l_T \lambda = 50 \lambda \text{ см}$ .

**Радиоизлучение планет.** Тепловым излучением нагретой Солнцем поверхности планеты, по-видимому, можно объяснить только радиоизлучение Марса, у которого при  $\lambda = 3 \text{ см}$   $T_b = 211 \pm 20^\circ$  К удовлетворительно совпадает со средней (по диску) темп-рой поверхности, определенной по инфракрасным измерениям ( $217^\circ$  К). У всех остальных планет  $T_b$  в радиодиапазоне по разным причинам оказалось выше темп-ры, определенной инфракрасным радиометром; для Меркурия  $T_b$  ( $\lambda = 3 \text{ см}$ ) почти в 2 раза выше и не зависит от фазы. Возможно, что это связано с радиоактивным разогревом малотеплопроводного материала коры на глубине излучающего слоя. У Сатурна при  $\lambda = 3 \text{ см}$   $T_b = 106 \pm 21^\circ$  К (инфракрасный радиометр дает  $T_b = 125^\circ$  К), но при  $\lambda = 10 \text{ см}$   $T_b = 196 \pm 44^\circ$  К и имеет место линейная поляризация (20%). Это расхождение, возможно, вызвано повышением темп-ры вглубь за счет внутр. источников тепла, доставляющих на поверхность в 1,6 раз больше энергии, чем падает от Солнца. Имеются не вполне уверенные сообщения о приеме с Сатурна всплесков в декаметровом диапазоне.

Важные астрофизич. результаты, принципиально недоступные для оптич. астрономии, принесло исследование радиоизлучения Венеры и Юпитера. Принято считать, что инфракрасные измерения темп-ры ночной и дневной сторон Венеры ( $220^\circ$  и  $246^\circ$  К) следует отнести к верхнему слою ее атмосферы, оптически толстому для инфракрасных волн. На волнах 3 и 10 см и далее, вплоть до середины дециметрового диапазона  $T_b = 610 \pm 55^\circ$  К, что соответствует излучению горячей поверхности планеты, т. к. ее атмосфера на этих волнах становится прозрачной. В диапазоне 4—8 мм  $T_b = 350 - 375^\circ$  К, что может быть объяснено частичным поглощением радиоволн в атмосфере Венеры. Это представление о горячей поверхности планеты ( $T = 700^\circ$  К при коэфф. отражения  $-0,1$ ) и относительно холодной, частично поглощающей атмосфере подтверждается наземными наблюдениями на волне 3 см (с помощью антенны высокой разрешающей силы), а также наблюдениями, произведенными с ракеты «Маринер» на волне 1,9 см, к-рые показали потемнение к краям диска, где слой поглощающей атмосферы толще. Высокую темп-ру поверхности Венеры, если не прибегать к предположениям о внутр. источниках тепла, можно объяснить парниковым эффектом, когда падающее излучение Солнца проникает через атмосферу и нагревает поверхность, а рассеянное вторичное переизлученное более длинно-

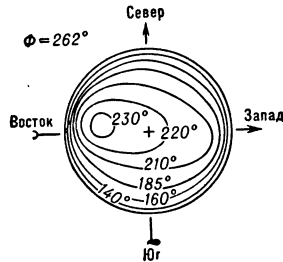


Рис. 10. Радиоизображение Луны при  $\lambda = 3,2 \text{ см}$ .

волновое излучение поглощается ею. Расчеты приводят к различным моделям атмосферы Венеры, содержащей  $\text{CO}_2$  до 75%,  $\text{N}_2$  — 25% и незначит. количество  $\text{H}_2\text{O}$  при давлении на поверхности планеты  $\sim 20$ — $30$  атм. Незначит. фазовый ход  $T_b$  при  $\lambda$  от 3 до 10 см с амплитудой  $\sim 40^\circ$ , по-видимому, указывает на vrшение Венеры.

Радиоизлучение Юпитера наблюдалось в двух частотных диапазонах: непрерывное на волнах 3—70 см и в виде изолированных групп всплесков на волнах 8—60 м. На волне 3,15 см  $T_b \approx 145 \pm 20^\circ \text{K}$  (близко к значению  $130^\circ \text{K}$ , полученному на инфракрасных волнах) и возрастает на участке 10—70 см от 600 до  $5 \cdot 10^4$  К; при этом излучение, неполяризованное на сантиметровых волнах, приобретает сильную линейную (до 30%) и круговую (6%) поляризацию. В интервале от инфракрасных до сантиметровых волн  $\alpha \rightarrow 0$ , а вблизи  $\lambda \approx 10$  см,  $\alpha = 0,3$ . Это показывает, что непрерывная часть излучения Юпитера имеет 2 компонента: коротковолновую тепловую и нетепловую на дециметровых волнах. Угловые размеры Юпитера в диапазоне от 20 до 75 см больше оптич. размеров (в экваториальной плоскости в 2,9 и в осевом направлении в 1,2 раза).

Результаты наблюдений нетепловой компоненты непрерывного радиоизлучения можно объяснить магнитно-тормозным излучением электронов, эмитируемых Солнцем, захваченных магнитным полем планеты и образующих ее радиационные пояса. Подтверждение этой теории — корреляция (с опозданием на 4 суток) между потоком радиоизлучения Юпитера и уровнем солнечной активности, а также в наблюдающемся качании плоскости поляризации на  $\pm 9^\circ$  от экватора с периодом, совпадающим с системой вращения III, 9 ч 55 мин 29, 37 сек (предполагаемый период вращения твердой поверхности планеты), что, вероятно, связано с наклоном дипольного магнитного поля планеты на угол  $\approx 9^\circ$  относительно оси вращения (рис. 11).

Декаметровые всплески Юпитера, достигающие в диапазоне 16—22 кгц наибольшей интенсивности ( $10^{20}$ — $10^{19}$  вт/м<sup>2</sup>/гц), представляют собой изолированные группы коротких импульсов с длительностью до  $10^2$ — $10^3$  сек и полосой частот  $\sim 0,5$  Мгц. Всплески длятся от неск. мин до неск. ч и часто имеют правую круговую поляризацию (напоминают по внешнему виду солнечные шумовые бури). Всплески возникают строго периодически — дважды за период вращения (в системе вращения III) при прохождении долгот  $\approx 90$ — $180^\circ$  и  $220$ — $300^\circ$ , так как если бы в середине 1-го интервала находился менее интенсивный, а в середине 2-го — более мощный источник направленного излучения. Замечена отрицат. корреляция между частотой возникновения декаметровых всплесков и изменением среднего числа солнечных пятен в течение цикла активности. Возможная причина декаметровых всплесков — взаимодействие ионосферы Юпитера с его радиационным поясом. Образование двух несимметрично расположенных по долготе источников всплесков можно связать с потоком быстрых частиц из радиационного пояса, направленным к ионосфере, и с эксцентрично расположенным дипольным магнитным полем планеты. Радиоизлучение декаметровых всплесков может быть вызвано также плазменными колебаниями возмущенной ионосферы, магнитно-тормозным излучением релятивистских частиц в сильном магнитном поле на уровне ионосферы (десятки э) и черенковским излучением быстрых частиц в ионосфере.

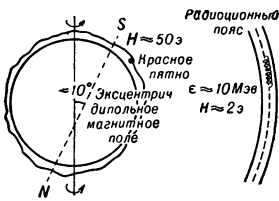


Рис. 11. Юпитер.

Технические применения Р. В навигации и геодезии с помощью небольших радиотелескопов (сантиметрового и миллиметрового диапазонов), снабженных измерит. угломерным устройством, определяют географич. координаты места (точность — доли минуты) по известным эфемеридам и измеренным (в известный момент) координатам дискретного источника радиоизлучения (обычно Солнце, Луна).

Зависимость интенсивности теплового радиоизлучения различных частей тела от их излучательной способности и температуры позволяет получить радиоизображение тела (пассивная радиолокация). При этом водные поверхности, шоссе и железные дороги, аэродромы, мосты, пашня, лес и городские строения могут быть отождествлены с их изображением, благодаря различным коэфф. отражения (контраст повышается выбором направления плоскости поляризации принимаемого излучения). Суда на воде, самолеты, выбрасывающие горячие газы и др., обнаруживаются из-за отличия их темп-ры от темп-ры окружающей среды. Исследование условий распространения радиоволн во всей толще земной атмосферы, существенное для научных и практических целей, возможно только с помощью внеатмосферных источников радиоизлучения, координаты которых известны. Методы Р. позволяют также измерять с большой точностью параметры антенн: диаграммы направленности, эффективную площадь, вид.

Лит.: 1) Луна. Сборник, под ред. А. В. Марнова, М., 1960; 2) Каплан С. А., Пикельнер С. В., Межзвездная среда, М.—Л., 1963; 3) Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; 4) Шкловский И. С., Космическое радиоизлучение, М., 1956; 5) его же, Физика солнечной короны, 2 изд., М., 1962; 6) Стейнберг Ж., Леку Ж., Радиоастрономия, пер. с франц., М., 1963; 7) Roberts J. A., Radio emission from the planets, «Planetary Space Sci», 1963, v. 11, № 3, p. 221; 8) Радиоастрономия. Парижский симпозиум. 1958 г. (Доклады), М., 1961; 9) Позид Д. Л., Брейсуэлл Р. Н., Радиоастрономия, пер. с англ., М., 1958. Н. Л. Кайдановский.

РАДИОАТМОСФЕРА СТАНДАРТНАЯ международная — состояние атмосферы, характеризующееся след. зависимостью среднего значения показателя преломления  $n$  от высоты  $h$  над поверхностью Земли:  $n(h) = 1 + a \exp(-bh)$ , где  $a$  и  $b$  — постоянные величины для данного климатич. района. Если  $h$  выражено в км, то рекомендуемые значения  $a$  и  $b$  [1]:  $a = 578 \cdot 10^{-6}$ ,  $b = 0,136$ . Для самых нижних слоев Р. с. изменение показателя преломления с высотой  $dn/dh = -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ , что обуславливает н. стандартную рефракцию радиоволн в тропосфере (лучи из прямолинейных превращаются в окружности с кривизной  $1/\rho = 4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ , см. Распространение радиоволн).

Лит.: Рекомендации МККР. Документ № 2005, 1963 г., Женева.

РАДИОБИОЛОГИЯ — наука, изучающая механизмы и закономерности действия ионизирующих излучений на биологич. объекты, пути защиты от вредного влияния излучений и возможности использования излучений в практике медицины, сельского хозяйства и биологич. промышленности. См. Излучения, действие на вещество, раздел «Биологическое действие излучений».

РАДИОВОЛНЫ — электромагнитные волны, служащие в радиотехнике для передачи информации без проводов. Р. принято наз. электромагнитные волны с длиной волны большей, чем длина волны инфракрасного излучения, а также область инфракрасного излучения с длиной волны  $\lambda > 50$  м.

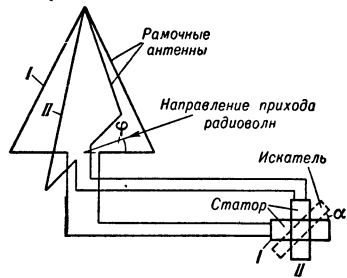
В первых опытах Г. Герца, экспериментально подтвердивших существование электромагнитных волн, наблюдались волны длиной в неск. дес. см. Работы А. С. Попова положили начало применению в радиотехнике Р. длиной в сотни м и более (до многих км). Дальнейшее развитие методов генерации, приема и усиления электрич. колебаний привело к тому, что в современной радиотехнике практически применяется диапазон Р. от миллиметровых до Р. с длиной волны в дес. км. При распространении радиоволн в пределах земной атмосферы вблизи криволинейной поверхности Земли имеет место ряд особенностей для Р. различной длины (отражение от ионосферы, дифракция вокруг Земли и др.). В соответствии с этими особенностями распространения Р. и отчасти в связи

со спецификой методов генерации, усиления и излучения Р. различной длины принято делить Р. на след. группы: *сверхдлинные волны* с длиной волны  $\lambda > 10$  тыс. м (частота  $f < 30$  кГц); *длинные волны* — 10000—1000 м ( $f = 30$ —300 кГц); *средние волны* — 1000—100 м ( $f = 300$  кГц — 3 МГц); *короткие волны* — 100—10 м ( $f = 3$ —30 МГц); *ультракороткие волны* —  $\lambda < 10$  м ( $f > 30$  МГц). Последние принято в свою очередь подразделять на метровые, дециметровые, миллиметровые и субмиллиметровые или микрометровые Р. Каждая из перечисленных групп Р. применяется для решения ряда технич. задач. Так, напр., подводная и подземная радиосвязь возможна лишь на сверхдлинных волнах, а телевидение и радиолокация — исключительно на ультракоротких волнах, включая и самые коротковолновые участки спектра.

В. В. Мигулин.

**РАДИОГАЛАКТИКИ** — галактики с очень высокой относительной радиосветимостью — способностью (радиосветимостью) — отношением интегрального потока электромагнитного излучения во всем радиодиапазоне ко всему световому потоку (см. *Радиоастрономия*).

**РАДИОГОНИОМЕТР** — устройство для определения направления прихода радиоволн с помощью двух неподвижных рамочных антенн. Каждая из рамочных антенн, расположенных под углом  $90^\circ$  друг относительно друга, присоединена к одной из двух неподвижных взаимно-перпендикулярных катушек статора (гонометра, см. рис.). Вход приемника соединен с подвижной катушкой гониометра (искате-



(искателем), повернутой относительно катушки I на угол  $\alpha$ , наводится от неподвижных катушек эдс  $\mathcal{E} = I_0 \omega M (\cos \varphi \cos \alpha + \sin \varphi \sin \alpha) = \omega I_0 M \cos (\varphi - \alpha)$  ( $M$  — коэфф. взаимной индукции статора и искателя), к-рая подается на вход приемника. Т. о., сигнал на входе приемника определяется величинами  $\varphi$  и  $\alpha$ . При  $\alpha = \varphi$  эдс  $\mathcal{E}$  достигает максимума и поэтому, хотя диаграмма направленности Р. и совпадает с диаграммой рамки (восьмеркой), направление прихода волны определяется однозначно. Если к рамочным антеннам Р. добавить вертикальный вибратор, то, складывая напряжение, снимаемое с его выхода, с напряжением на выходе искателя, можно получить однонаправленную кардиойдную диаграмму. Р. применяется в радиопеленгации на средних волнах и коротких волнах.

Лит. см. при ст. *Радиопеленгация*. И. Б. Абрамов.

**РАДИОДАЛЬНОМЕР** — радиотехнич. устройство для определения расстояний. Различают Р. с импульсным и непрерывным излучениями. В импульсных Р. передатчик излучает короткие радиопульсы, к-рые после отражения от объекта возвращаются обратно и попадают на индикатор, где измеряется запаздывание отраженных импульсов относительно импульсов, непосредственно поступающих от передатчика. Искомое расстояние  $D = v\Delta t/2$ , где  $v$  — фазовая скорость волны (см. *Радиолокация*).

Р. с непрерывным излучением делятся на фазометрические Р., Р. с неподвижной интерференционной кар-

тиной и Р. с частотной модуляцией. В фазометрич. Р. расстояние определяется по разности фаз  $\Delta\varphi$  излучаемых и отраженных колебаний. Если частота передатчика  $f$  известна, то  $D = \Delta\varphi/4\pi f = \Delta\varphi/\lambda$ . Для однозначности либо задают  $\lambda > D$ , либо применяют модуляцию низкочастотным сигналом. Последнее осуществляется в световом Р., в к-ром световые колебания модулируются по амплитуде радиосигналом достаточно низкой частоты (применяется в радиогеодезии, а также для определения величин  $v$ ). В интерференционном радиодальномере измеряется сдвиг фаз  $\Delta\Phi$  между колебаниями передающей станции частоты  $f_K$  и колебаниями отражающей станции частоты  $f_H = n f_K/m$  ( $n/m = 3/2$  или  $3/4$ ),  $D = v\Delta\Phi/2(f_H - f_K)$ .

В Р. с неподвижной интерференционной картиной измеряется суммарная интенсивность прямого и отраженного сигналов от максимума при  $\Delta\varphi = 2\pi l$  до минимума при  $\Delta\varphi = \pi l$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Из-за неоднозначности метода он применяется обычно для определения изменения расстояния между объектами (напр., в радиоальтиметрах для определения высоты самолета над Землей по числу переходов через максимумы или минимумы интерференционного поля). В этих Р. применимы все методы фазометрич. Р. (работа с модулированной несущей; на одной несущей; на двух фиксированных частотах; плавное изменение частоты на определенную величину и т. д.).

Погрешности фазометрич. Р. и Р. с неподвижной интерференционной картиной возникают из-за изменения сдвига фазы волны при ее отражении, обусловленного изменением комплексного коэфф. отражения радиоволн  $F$  (напр., в радиоальтиметрах из-за отражения радиоволн от различных почв).

В Р. с частотной модуляцией измеряется частота биений между прямыми и отраженными колебаниями. Разность путей, проходящих прямыми и отраженным сигналами:  $\Delta l = vT\Omega/\Delta f$ , где  $\Delta f$  — диапазон частот модуляции,  $T$  — период модулирующих колебаний,  $\Omega$  — частота биений;  $D = \Delta l/2$ .

Точность Р. определяется точностью измерения величин  $\Delta t$ ,  $\Delta\varphi$ ,  $\Delta\Phi$ ,  $\Omega$  и постоянством величин  $v$ ,  $\Delta f$  и  $\lambda$ . Р. применяется в радионавигации и радиогеодезии, радиолокации.

Лит.: 1) Горский А. И., *Радионавигация*, М., 1956; 2) Водопьянов Ф. А., *Радиолокация*, М., 1946; 3) Астафьев Г. П., Шебазев В. С., Юрков Ю. А., *Радионавигационные устройства и системы*, М., 1958; 4) Борхвардт Г. К., *Фазовые радионавигационные системы*, Л., 1957; 5) Шеголев Е. Я., *Морские радионавигационные устройства*, Л., 1954; 6) Бирюкович М. М., Букшун М. Я., *Судовая радиолокационная станция «Дон»*, М., 1961. В. И. Медведев.

**РАДИОЗВЕЗДЫ** — см. *Радиоизлучение звезд*.

**РАДИОЗОНД** — метеорологич. прибор разового действия для телеметрич. измерений в свободной атмосфере. Р. выпускается в полет на легком шаре, наполненном водородом. Поднимаясь до высоты 25—30 км, Р. непрерывно посылает сигналы о значениях основных метеорологич. элементов атмосферы — давления, темп-ры и влажности.

Р. состоит из миниатюрной метеостанции и радиопередатчика. В современных Р. применяются 5 способов телепередачи: кодовый, временной, число-импульсный, высокочастотный и низкочастотный. Значение измеряемой величины соответственно передается: условной комбинацией сигналов, интервалом времени между двумя последовательными импульсами, числом импульсов за фиксированный отрезок времени, частотой излучения передатчика и частотой модуляции. Прием сигналов Р., в зависимости от метода телепередачи, проводится: на слух, записью на бумажную или магнитную ленту или с помощью полуавтоматических и автоматич. регистраторов, включаемых на

выход радиоприемника [2] (см. также *Радиотелеметрия*).

В Р. применяются механические (деформационные) или электрич. датчики метеозлементов. Телеметрич. сигналы создаются коммутирующими устройствами, управляемыми деформационными датчиками, а также включением электрич. датчиков в колебательный контур передатчика или схему модулятора. При расшировке сигналов Р. пользуются тарифовочными сертификатами, представляющими таблицы или кривые соответствия измеряемых при зондировании величин кодовым комбинациям или электрич. параметрам сигнала радиопередатчика. Одновременно с радиозондированием измеряется скорость ветра, для чего проводится пеленгация или радиолокационное сопровождение Р. Пеленг ведется по телеизмерительным сигналам передатчика, а для радиолокации на одном шаре с Р. выпускается углоковый отражатель. В нек-рых Р. передатча метеорологич. сигналов сочетается с посылкой импульсов ответа на запросные сигналы радиолокатора.

Лит.: 1) Калининский А. Б., Пинус Н. З., *Аэрология*, ч. 1, Л., 1961, с. 240—300; 2) Хахалин В. С., *Современные радиозонды*, М.—Л., 1959. В. В. Иостарев.

**РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗД** — электромагнитное излучение звезд в диапазоне радиоволн. Хотя несомненно, что все звезды, подобно Солнцу, обладают по крайней мере устойчивым тепловым радиоизлучением (возможны и др. виды излучения, напр. синхротронное, см. *Радиоастрономия*), оно лежит пока за пределами чувствительности *радиотелескопов*. С другой стороны, изменения оптич. потока и спектра вспышечных звезд (см. *Новые звезды*) столь значительны, что оценки ожидаемого потока радиоизлучения приводили к обнадеживающим результатам. Действительно, в 1962—63 г. появились первые сообщения об обнаружении радиовсплесков в моменты оптич. вспышек этих звезд.

Термин «*радиозвезды*», применяемый иногда для обозначения дискретных радиоисточников, отражает, с одной стороны, «точечный» характер источников, а с другой стороны, распространенное ранее мнение, что за излучение дискретных источников ответственные особые типы звезд. Когда были измерены размеры и точные координаты многих дискретных источников, отпали и основания для отождествления их со звездами. Интерферометрич. измерения размеров источников (Англия) показали существование неск. типов с угловыми размерами  $\varphi < 1'$ . С этими источниками связаны звездоподобные объекты с пекулярными оптич. спектрами. Однако отождествление линий этих спектров показало наличие у этих объектов большого красного смещения, соответствующего скорости в неск. десятых скорости света. Объяснить такое смещение гравитационным полем звезды оказалось невозможным и, т. о., выяснилась их метагалактич. природа (они не являются звездами нашей Галактики). Разрабатываются идеи о связи этих радиоисточников со звездобразными телами очень большой массы — *сверхзвездами*.

Лит.: 1) Шкловский И. С., *Космическое радиоизлучение*, М., 1956; 2) Гинзбург В. Л., Зельдович Я. Б., «*Акуст. ж.*» (в печати); 3) Slee O. B., Solomon L. H., Patsor G. E., «*Nature*», 1963, v. 199, № 4897, p. 991.

Г. В. Гельфрейх.

**РАДИОИМПУЛЬС** — цуг гармонич. колебаний (в общем случае с изменяющейся амплитудой). Р. — частный случай амплитудно-модулированных гармонич. колебаний, когда модуляция осуществляется одиночным *видеоимпульсом* (см. *Импульсная модуляция*, *Амплитудная модуляция*). Длительность Р. и его амплитуда определяются так же, как длительность и амплитуда соответствующего видеоимпульса. Спектр Р. сплошной. В том случае, когда частота колебаний цуга  $\omega_0$  много больше верхней граничной

частоты спектра модулирующего видеоимпульса, спектр Р. симметричен относительно  $\omega_0$ , причем его верхняя полоса представляет собой спектр видеоимпульса, смещенный по оси частот на  $\omega_0$ . Ширина спектра Р. вдвое больше ширины спектра видеоимпульса модуляции.

Лит.: 1) Харкевич А. А., *Теоретические основы радиосвязи*, М., 1957; 2) его же, *Спектры и анализ*, 2 изд., М., 1953. Ю. М. Азыян.

**РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТР** — прибор для измерения различных физ. величин методом *интерференции радиоволн*; по наблюдению результата интерференции двух или более когерентных колебаний или его изменению определяют искомую величину, к-рая к.-л. способом связана с характеристиками этих колебаний. Для измерения расстояний, скорости распространения радиоволн и исследования условий их распространения служат *радиодальномер* с неподвижной интерференционной картиной, *радиозонд*, *интерференционный радиодальномер*, дисперсионный Р. и др. Для измерения малых времен возбуждения ( $10^{-8}$  сек —  $10^{-11}$  сек) флуоресцирующих веществ применяется *флуорометр*. В *радиоастрономии* Р. применяют для измерения угловых координат источников радиоизлучения и разделения излучения от различных источников, а также для исследования пространственного распределения излучения и его природы.

Р. служат для определения траекторий движения спутников Земли, межпланетных станций, межконтинентальных ракет и т. д., для чего на экваторном поясе Земли создана сеть Р. (станции «*Minitrack*») с направлением антенн Север — Юг и Восток — Запад и с автоматич. обработкой результатов измерений. Р. применяется также для исследования *распространения радиоволн*.

Лит.: 1) Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности. Сб. статей, под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, М., 1945; 2) Мигулин В. В., *Интерференция радиоволн*, «УФН», 1947, т. 33, № 3, с. 353; 3) Виткевич В. В., *Интерференционный метод в радиоастрономии*, «*Астрон. ж.*», 1952, т. 29, № 4, с. 450—62; 4) Смит Г., *Радиоастрономия*, пер. с англ., М., 1962. В. И. Медведев.

**РАДИОЛИЗ** — хим. превращения вещества, вызванные действием ионизирующих излучений, нейтронов и осколков деления атомных ядер. См. *Радиационная химия*.

**РАДИОЛИНИИ МЕТЕОРНЫЕ** — линии радиосвязи, основанные на рассеянии радиоволн в ионизированных следах метеоров. Дальность действия Р. м. ~1500 км (см. *Радиолокационная астрономия*, *Распространение радиоволн*).

**РАДИОЛОКАЦИОННАЯ АСТРОНОМИЯ** исследует планеты солнечной системы, их спутники, метеоры и Солнце методами *радиолокации*.

**Планетная радиолокация.** Основные задачи: уточнение орбит планет и их спутников, изучение физ. характеристик их поверхности, уточнение периода вращения и ориентации оси планет, изучение условий *распространения радиоволн* в космич. пространстве и свойств земной *ионосферы* и атмосферы планет.

Радиолокационные измерения позволяют определять расстояния до планет и их скорости с большей точностью, чем оптич. методы, что уточняет форму орбит планет и значение *астрономической единицы*  $AE = 149\,598\,100 \pm 750$  км (по данным радиолокации Венеры, СССР, 1962 г.).

По интенсивности отраженного сигнала составляются радиолокационные карты, характеризующие распределение радиолокационной яркости по поверхности планет. Радиолокационная карта в сочетании с измерением поляризации отраженного сигнала позволяет определить диэлектрическую и магнитную проницаемости среды, рельеф поверхности и т. п. Так как угловые размеры

планет и их спутников  $\varphi \leq 1'$  (таблица 1), то посредством разрешения отдельных участков их поверхности узким лучом направленных антенн технически трудно (за исключением Луны, для которой  $\varphi = 31'$ ). Напр., чтобы получить луч шириной в  $1'$  с помощью параболич. антенны, требуется зеркало диаметром в 100 м для длины волны  $\lambda = 5$  см и 1000 м для  $\lambda = 50$  см (см. *Зеркальные антенны*). Поэтому для разделения сигналов, отраженных от разных областей поверхности планеты, применяются методы, основанные на различии этих сигналов по частоте и запаздыванию.

Таблица 1.

Планета	Миним. и макс. расстояние от Земли (млн. км)	Угловой размер радиуса $\varphi$ (сек)	Период вращения (сутки)	Ширина спектра отраженного сигнала при $f_0 = 700$ Мгц	Ухудшение наблюдения по сравнению с Луной (млн. раз) (1 и 0 принимаются одинаковыми для всех планет)
Меркурий . . . . .	80 210	6,45 2,46	88	20	1280 61000
Венера . . . . .	40 260	31,4 4,85	250*	20	13 23600
Луна . . . . .	0,384 55	932,58 12,7	27,3	10	— 1580
Марс . . . . .	100 380	7,0 1,84	1,04	2200	17400 3,56 · 10 <sup>6</sup>
Юпитер . . . . .	600 950	24,0 15,2	0,4	1,2 · 10 <sup>5</sup>	39 · 10 <sup>4</sup> 250 · 10 <sup>4</sup>
Сатурн . . . . .	1270 1580	9,75 7,8	0,43	10 <sup>5</sup>	9,6 · 10 <sup>6</sup> 23 · 10 <sup>6</sup>
Уран . . . . .	2700 3100	2,04 1,78	0,45	4 · 10 <sup>4</sup>	7 · 10 <sup>8</sup> 12 · 10 <sup>8</sup>
Нептун . . . . .	4300 4700	1,19 1,09	0,53	3,25 · 10 <sup>4</sup>	4 · 10 <sup>9</sup> 5,8 · 10 <sup>9</sup>
Плутон . . . . .	5700 6100	0,12 0,11	6,39	330	9 · 10 <sup>10</sup> 12 · 10 <sup>10</sup>

\* Направление вращения обратно орбитальному.

Разные точки поверхности планеты имеют разную скорость, обусловленную вращением планеты относительно наблюдателя; сигналы, отраженные от них, будут иметь различный доплеровский сдвиг частоты:

$$f_d(A) \approx 2v_r(A) f_0/c, \quad (1)$$

где  $f_0$  — частота излучаемого сигнала,  $c$  — скорость света,  $v_r(A)$  — скорость изменения расстояния до точки  $A$  на поверхности планеты:

$$v_r(A) = v_0 + v_{об}(A) + v_{вр}(A); \quad (2)$$

здесь  $v_0$  — скорость изменения расстояния от точки наблюдения до центра планеты (вычисляется из законов небесной механики с учетом вращения Земли и уточняется по результатам радиолокации);  $v_{об}(A)$  — составляющая, обусловленная угловым перемещением наблюдателя относительно планеты вследствие взаимного перемещения Земли и исследуемой планеты при их движении по орбитам, а также изменением параллакса из-за вращения Земли (вычисляется из законов небесной механики);  $v_{вр}(A)$  — составляющая, обусловленная вращением планеты вокруг оси:

$$v_{вр}(A) = \Omega_{вр} \cdot l(A) \cos \alpha, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — угол наклона оси вращения к плоскости, перпендикулярной лучу радиолокатора,  $\Omega_{вр}$  — угловая скорость вращения планеты вокруг оси,  $l(A)$  — расстояние от точки  $A$  до плоскости, проходящей через ось вращения планеты и линию, соединяющую радиолокатор с центром планеты. Составляющая  $v_0$  одинакова для всех точек планеты и вызывает среднее доплеров-

ское смещение частоты отраженного сигнала, а  $v_{вр}(A)$  и  $v_{об}(A)$  — размытие его спектра (табл. 1, рис. 1). Ширина спектра определяется разностью скоростей различных точек поверхности планеты относительно наблюдателя.

Сигналы, отраженные от поверхности планеты, имеют разное запаздывание. Наименьшее запаздывание  $t_0$  будут иметь сигналы, отраженные от центра видимого диска планеты, наибольшее  $t_0 + \tau_R$  — от его краев, а промежуточное запаздывание  $t_0 + \tau$  имеют сигналы от кольцевых зон поверхности (рис. 2). Расстояние от ближайшей к наблюдателю точки планеты до плоскости кольцевой зоны  $r = c\tau/2$ , диаметр кольцевой зоны:

$$D_\tau = 2\sqrt{r(2R-r)}.$$

Разделяя отраженные сигналы по времени запаздывания, можно выделить энергию, приходящую от различных кольцевых зон (рис. 3). В свою очередь, сигналы от разных участков каждой кольцевой зоны

( $\tau = \text{const}$ ) можно разделить, пользуясь их различием по доплеровской частоте (рис. 4), и получить двумерное распределение энергии отраженного сигнала по  $\tau$  и  $f_d$ , с помощью к-рого можно составить радиолокац. карту. Т. к. сигналы, отраженные от областей  $A$  и  $A'$ , разделить таким способом невозможно, то энергия сигналов от этих областей усредняется.

Период вращения планеты при известной ориентации ее оси определяется из (1), (2) и (3) по полному расширению спектра сигнала от краев диска и по доплеровскому сдвигу сигнала от отдельных фиксированных участков поверхности планеты. Одновременное определение шероха-

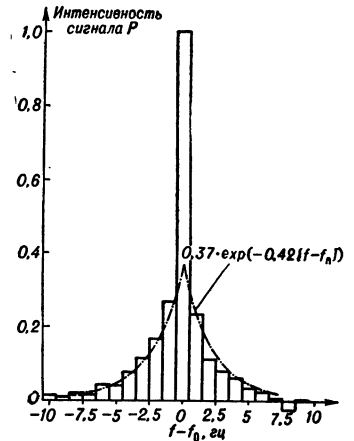


Рис. 1. Усредненный спектр сигнала, отраженного от Венеры при монохроматич. облучении на частоте  $f_0 = 700$  Мгц (СССР, 1962 г.).

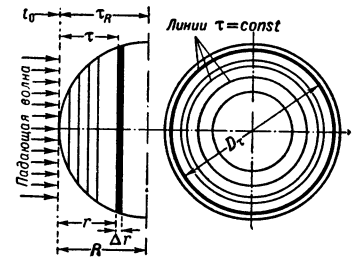


Рис. 2. Кольцевые зоны поверхности планеты, соответствующие фиксированному запаздыванию сигнала.

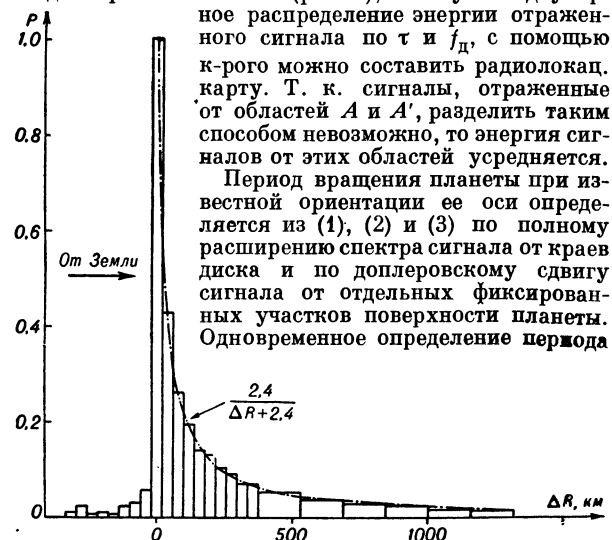


Рис. 3. Распределение энергии сигнала при отражении от различных кольцевых зон поверхности Венеры (СССР, 1962 г.).

вращения и ориентации оси — сложная задача, требующая длительного измерения кажущейся угловой



скорости планеты по спектру отраженного сигнала на большом участке ее орбиты. Суммарный вектор угловой скорости планеты:

$$\Omega_{\text{наж}}(t) = \Omega_{\text{вр}} + \Omega_{\text{об}}(t), \quad (4)$$

где  $\Omega_{\text{вр}}$  — угловая скорость вращения планеты вокруг собств. оси,  $\Omega_{\text{об}}(t)$  — угловая скорость обегания поверхности планеты лучом радиолокатора, обусловленная взаимным перемещением Земли и планеты за счет их орбитального движения и изменением параллакса из-за вращения Земли,  $t$  — время наблюдения. По результатам радиолокации можно определить только модуль проекции  $\Omega_{\text{наж}}(t)$  на плоскость  $Q$ , перпендикулярную лучу радиолокатора:

$$\Omega_{Q\text{наж}}(t) = \Omega_{\text{наж}}(t) \cos \gamma t, \quad (5)$$

где  $\gamma(t)$  — угол наклона  $\Omega_{\text{наж}}(t)$  к плоскости  $Q$ , зависящий от ориентации оси и взаимного положения Земли и планеты на их орбитах. Анализ  $\Omega_{Q\text{наж}}(t)$  на большом участке орбиты позволяет определить период и направление вращения, а также ориентацию оси.

Энергетич. соотношения в планетной Р. а. определяются из основного уравнения радиолокации:

$$P_{\text{сигн}}/P_{\text{ш}} = P_0 \cdot G \cdot F \cdot S / 16\pi^2 k T_{\text{ш}} \Delta f R^4,$$

где  $P_{\text{сигн}}$  — мощность сигнала,  $P_{\text{ш}}$  — мощность шума.  $P_0$  — излучаемая мощность,  $G$  — коэфф. направленного действия передающей антенны,  $S$  — эффективная площадь приемной антенны,  $F$  — эффективная площадь цели,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_{\text{ш}}$  — шумовая темп-ра (приведенная ко входу приемника),  $R$  — расстояние до планеты,  $\Delta f$  — полоса пропускания приемника (до детектора).

Эффективное радиолокационное сечение планеты или отдельного ее участка  $S = \rho G' S_{\text{геом}}$ , где  $S_{\text{геом}}$  — геометрическая площадь видимого диска (или отдельного участка поверхности),  $\rho$  — коэфф. отражения, зависящий от материала поверхности,  $G'$  — коэфф. направленного действия отражающей поверхности, зависящий от ее шероховатости и геометрич. свойств.  $\Delta f$  определяется шириной спектра сигнала, к-рая, в общем случае, зависит от требуемой разрешающей способности по дальности, доплеровского размытия спектра сигнала от исследуемого участка и вида модуляции сигнала.

Рис. 4. Пояснение принципа построения радиолокационной карты поверхности.

Эффективное радиолокационное сечение планеты или отдельного ее участка  $S = \rho G' S_{\text{геом}}$ , где  $S_{\text{геом}}$  — геометрическая площадь видимого диска (или отдельного участка поверхности),  $\rho$  — коэфф. отражения, зависящий от материала поверхности,  $G'$  — коэфф. направленного действия отражающей поверхности, зависящий от ее шероховатости и геометрич. свойств.  $\Delta f$  определяется шириной спектра сигнала, к-рая, в общем случае, зависит от требуемой разрешающей способности по дальности, доплеровского размытия спектра сигнала от исследуемого участка и вида модуляции сигнала.

Табл. 2. — Основные характеристики некоторых космич. радиолокаторов

	Мощность передатчика (квт)	Частота излучения (Мгц)	Диаметр зеркала антенны (м)	Шумовая темп-ра в °К
Джодрелл-Бэнк	10	408	76	1100
Голдстоун, США	100	2388	26	64
Миллстоун, США	2500	440	26	240
	(пиковая мощность)			
Поэрто-Рико, США . . . . .	2500	430	300	—
	(пиковая мощность)			

Сложности планетной Р. а. обусловлены большими расстояниями до изучаемых объектов по сравнению

с дальностью действия обычных наземных радиолокаторов, что вызывает значит. ослабление отраженного сигнала (табл. 1). Поэтому планетная Р. а. стала возможной только с появлением мощных генераторов в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн, сверхчувствит. приемников, атомных эталонов частоты и больших антенн (см. *Радиотелескопы, Параметрический усилитель, Квантовые усилители*).

Особенности планетной Р. а.: возможность длительного наблюдения и накопления отраженного сигнала, что позволяет значительно увеличить чувствительность радиолокатора. Для накопления и анализа принятых сигналов применяются спец. электронно-вычислит. машины.

Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров.

Радиолокация метеоров дает сведения о скоростях их движения, радиантах, орбитах и массах. В отличие от оптич. методов, радиолокационный метод наиболее эффективен и позволяет вести наблюдения в любое время суток и независимо от метеорологич. условий, что привело к обнаружению обильных дневных метеорных потоков. Большинство метеорных тел, встречающихся с Землей, движется по эллиптич. орбитам и принадлежит Солнечной системе. Изучение метеорных ионизованных потоков привело к созданию метеорных линий радиосвязи на УКВ.

В. М. Дубровин.

Лит.: 1) Котельников В. А. [и др.], Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1962 г., «ДАН СССР», 1963, т. 151, № 3; 2) Котельников В. А. [и др.], Радиолокационная установка, использовавшаяся при радиолокации Венеры в 1961 г., «Радиотехника и электроника», 1962, № 11; 3) Muhleman D. O. [a. o.], The astronomical unit determined by radar reflections from Venus, «Astron. J.», 1962, v. 67, p. 191; 4) Pettengill G. H. [a. o.], там же, 1962, v. 67, p. 181; 5) Evans J. V., Pettengill G. H., The scattering behavior of the Moon at wavelengths of 3.6, 68 and 784 centimeters, «J. Geophys. Res.», 1963, v. 68, № 2; 6) Филко Е. И., Некоторые проблемы радиолокации метеоров, Томск, 1961; 7) Левин Б. Ю., Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе, М., 1956; 8) Ловелл Б., Метеорная астрономия, пер. с англ., М., 1958.

РАДИОЛОКАЦИЯ — обнаружение и определение местоположения различных объектов с помощью радиотехнич. устройств, расположенных в точке наблюдения (to locate — определять местоположение; радар — Radio Detection and Ranging — «радиообнаружение» и определение удаленности).

Принцип действия систем Р. состоит в обнаружении и регистрации вторичных радиоволн, отраженных или рассеянных наблюдаемыми объектами (см. *Отражение радиоволн, Рассеяние радиоволн*). Характерны два крайних случая: а) размеры тела  $D$  и радиусы кривизны  $\rho$  его поверхности  $\gg \lambda$  ( $\lambda$  — длина волны первичного излучения). В этом случае интенсивность отраженных волн не зависит от  $\lambda$  и, в основном, определяется коэфф. отражения и размерами объекта. б)  $D$  и  $\rho \ll \lambda$ , в этом случае имеет место дифракция радиоволн на объекте, что связано с сильной зависимостью интенсивности и пространственного распределения вторичного излучения от  $\lambda$ . Если  $D$  и  $\rho$  сравнимы с  $\lambda$ , то возможны различные особенности вторичного излучения, связанные с возникновением явлений типа резонансных. Наиболее эффективен случай  $D \gg \lambda$ , в связи с чем в Р. применяются УКВ с тенденцией применять все более короткие волны. Современные системы Р. работают на дециметровых, сантиметровых и даже миллиметровых радиоволнах (метровые волны, на к-рых работали первые системы Р., применяются редко).

Радиолокационная станция (радиолокатор) содержит передающее и приемное радиоустройство с антенными системами и индикаторное устройство, позволяющее наблюдать сигналы, воспринимаемые от наблюдаемого объекта, и получать из них информацию (рис. 1). Для изотропного окружающего про-

странства можно получить соотношение, связывающее характеристики передатчика, свойства наблюдаемого объекта (цели) и расстояние до него с мощностью, поступающей в приемник. Если передающая антенна, излучающая в пространство мощность  $P_0$ , является гипотетическим изотропным излучателем (диаграмма направленности такой антенны — сфера), то в однородном пространстве плотность потока мощности излучения на расстоянии  $R$  от излучателя:

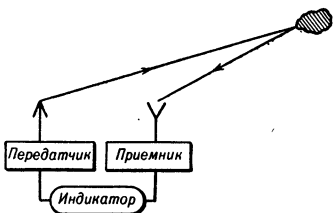


Рис. 1. Схема работы радиолокационной станции.

$= P_0/4\pi R^2$ . Реальные антенны — не изотропные излучатели, поэтому плотность потока мощности первичного излучения на расстоянии  $R$ :

$$p = (P_0/4\pi R^2) G(\varphi, \theta), \quad (1)$$

где  $G(\varphi, \theta)$  — коэфф. направленного действия антенны (к.н.д., см. Антенна, Направленное действие антенны). Мощность вторичного излучения  $P' = \sigma p$ , где  $\sigma$  — эфф. сечение рассеяния цели. Т.к. вторичное излучение также не изотропно, то плотность потока мощности рассеянного излучения в месте расположения приемной антенны (вблизи передающей антенны):

$$p' = P'G'(\varphi, \theta)/4\pi R^2 = \sigma p G'(\varphi, \theta)/4\pi R^2 = pS/4\pi R^2. \quad (2)$$

Величина  $S = \sigma G'(\varphi, \theta)$  наз. эфф. сечением отражающей поверхности и характеризует эффективность вторичного излучения в данном направлении (см. Рассеяние радиоволн). Из (1) и (2) получаем:

$$p' = P_0 S G(\varphi, \theta) / 16\pi^2 R^4. \quad (3)$$

Эта плотность потока мощности рассеянного излучения позволяет приемной антенне передать в приемник мощность:

$$P_{пр} = p' F = P_0 S G(\varphi, \theta) F / 16\pi^2 R^4. \quad (4)$$

Величина  $F = P_{пр}/p'$  наз. эфф. сечением приемной антенны. Ф-ла (4) часто наз. основным уравнением радиолокации.

Если в качестве величины  $P_{пр}$  задаться мин. значением этой мощности, достаточной для функционирования радиоприемного устройства, то можно вычислить предельную дальность действия радиолокационной установки в условиях изотропного непоглощающего пространства:

$$R_{max} = [P_0 G(\varphi, \theta) S F / 16\pi^2]^{1/4}. \quad (5)$$

Влияние условий распространения радиоволн. В реальных условиях на дальность действия радиолокаторов существенно влияют условия распространения радиоволн на трассах радиолокатор — цель и цель — радиолокатор. Если радиолокатор и цель расположены вблизи земной поверхности (напр., в морской Р.), то ослабление интенсивности радиоволн происходит быстрее, чем в свободном пространстве. Применение остронаправленных передающих и приемных антенн снижает этот эффект, но не устраняет его полностью. В этом случае:  $P_{пр} = P_0 a / R^k$ , где  $a$  — константа, определяемая свойствами аппаратуры и цели,  $k = 5, \dots, 8$ .

Т.к. УКВ распространяются в атмосфере по квазиоптич. законам, а дифракционные эффекты в реальных условиях не обеспечивают надежную работу радиолокаторов, то их устойчивая работа возможна лишь в пределах прямой видимости. Простые гео-

метрич. соображения приводят к выражению для предельной дальности прямой видимости:

$$R_{пр} = 113 (\sqrt{h'} + \sqrt{h''}), \quad (6)$$

где  $h'$ ,  $h''$  — высоты (в км) радиолокатора и цели. Однако за счет изменения показателя преломления воздуха с высотой  $n(h)$  в тропосфере происходит регулярная рефракция УКВ, отклоняющая траекторию распространения радиоволн в направлении кривизны земной поверхности. Это учитывается в расчетах  $P_{пр}$  условным увеличением радиуса Земли, что приводит к выражению:  $R_{пр} \approx 129 (\sqrt{h'} + \sqrt{h''})$ . При этом учитывается усреднение всех эффектов рефракции радиоволн. В действительности нередки случаи возникновения аномальных условий в тропосфере (связанных с различными метеорологич. явлениями), при к-рых существенно изменяются условия рефракции, вызывая сильное уменьшение или увеличение  $R_{пр}$ . Напр., распространение радиоволн в атмосферных волноводах приводит к радиолокационным наблюдениям отражений от береговых линий за многие сотни км [аналогично оптич. наблюдениям объектов (миражи), находящихся за горизонтом].

Уменьшение  $P_{пр}$  связано также с поглощением радиоволн молекулами газов ( $O_2$  и  $H_2O$ ) в тропосфере и рассеянием и поглощением гидрометеорами (дождь, облака, град и т.п.). При этом ослабление интенсивности радиоволн за счет рассеяния увеличивается с уменьшением  $\lambda$ , что (в условиях работы в тропосфере) затрудняет применение в Р. радиоволн (примерно) с  $\lambda < 1$  см на значит. дистанциях. Особенно заметное поглощение радиоволн молекулами газов происходит на дискретных частотах, соответствующих линиям поглощения различных молекул, большинство к-рых лежит в области  $\lambda < 1$  см (для  $H_2O$  одна из линий  $\lambda \approx 1,3$  см). Эти частоты исключаются из диапазона рабочих частот радиолокатора (см. Распространение радиоволн).

Рассеяние радиоволн на неоднородностях (гидрометеоры, ионизованные следы метеоров и ракет и др.) приводит к появлению рассеянного излучения и позволяет использовать методы Р. в радиометеорологии и при изучении метеоров.

Эфф. сечение поверхности цели. Как следует из (4), в заданных условиях распространения радиоволн  $P_{пр}$  радиолокатора с определенными параметрами зависит от величины  $S$ , которая определяется свойствами поверхности цели (форма, проводимость и диэлектрич. прониц. ее поверхности), ее размерами и ракурсом, под к-рым производится обнаружение.  $S$  принимает значения от долей  $m^2$  (небольшие ракеты) и неск.  $m^2$  (легкие самолеты) до неск. тыс.  $m^2$  (большие морские корабли). Эти цифры являются усредненными; для конкретных объектов величина  $S$

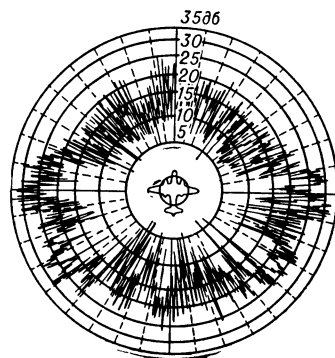


Рис. 2.

колеблется в больших пределах и резко меняется с ракурсом. Т.к. точный расчет  $S$  возможен лишь для отдельных идеализированных случаев, то обычно  $S$  определяют экспериментально, пользуясь соотношением (2):  $S = 4\pi R^2 p'/p$ , где  $p'$  определяют по измерению  $P_{пр}$  в соответствии с (3) для заданных  $R$  и  $P_0$ .

(определяемой из условий работы излучающего устройства). Диаграмма на рис. 2 показывает изменение величины  $S$  для самолета в зависимости от угла наблюдения в одной плоскости.

В некоторых случаях пользуются искусственными целями. При этом для получения эффективного отражения, слабо меняющегося с изменением угла наблюдения, в значит. телесном угле ( $\sim \pi/2$ ), применяется *отражатель уголкового*, для к-рого в случае квадратных граней со стороной  $a$  имеем  $S = 12\pi a^4/\lambda^2$ . Для маскировки действий целей пользуются рассеянием радиоволн, множеством резонансных электрич. диполей длиной  $l = \lambda/2$  (ленточки из станиоля, металлизированные нити из стекловолокна или тончайшие металлич. проволоки). Для каждого диполя  $S = 0,85\lambda^2 \cos^2\theta$ , где  $\theta$  — угол между диполем и направлением поляризации падающей и отраженной волн. Достаточно большое число таких диполей при учете всех возможных  $\theta$  создает эффективное суммарное рассеянное поле, маскирующее отражение от действия цели.

Методы выделения вторичного излучения. Т. к. величина  $R_{\text{пр}}$  уменьшается с ростом  $R$  и для расстояний, представляющих практич. интерес, составляет ( $10^{-3} - 10^{-19}$ )  $P_0$ , то одна из основных проблем Р. — прием очень слабых сигналов вторичного излучения при наличии мощного первичного излучения и различие этих сигналов для получения информации о местоположении объекта. При непрерывной работе передающего устройства это может быть достигнуто применением остронаправленных передающих и приемных антенн (пространственное разделение прямого и вторичного излучений). Этот способ, пригодный лишь для малых  $R$  и достаточно больших отражающих объектов, применяется почти исключительно в приборах предупреждения о приближении препятствий.

Другой метод — использование особенностей вторичного излучения относительно первичного. Выделение отраженного сигнала возможно за счет появления в нем специфич. модуляции, создаваемой объектом; изменения поляризации радиоволн при отражении; изменения частоты вторичного излучения за счет *Доплера эффекта*. Появления модуляции и изменение поляризации при отражении — явления нерегулярные и их применение технически нецелесообразно; использование же эффекта Доплера (доплеровские системы Р.) весьма эффективно при наблюдении приближающихся или удаляющихся объектов. Выделяя и усиливая разностную частоту (биения) между излучаемыми и принимаемыми колебаниями, можно обнаружить слабое вторичное излучение. При этом достигается высокая чувствительность и значит. величина  $R_{\text{max}}$ . В таких устройствах направленные антенны позволяют определять направление на отражающий объект. Дальность же непосредственно не измеряется и может лишь оцениваться по интенсивности принимаемого сигнала. Достоинства доплеровских систем (с непрерывным немодулированным излучением): простота и возможность применения высокочувствит. узкополосных *радиопринимающих устройств*. Недостатки: невозможность прямых измерений дальности, зависимость показаний от направления движения цели, сложность расшифровки показаний приборов при наличии неск. целей. Доплеровские системы применяются в приборах предупреждения и сигнализации о приближении движущихся целей, в радиовзрывателях, в устройствах для селекции подвижных целей (в сочетании с импульсной работой) и в нек-рых спец. системах.

Измерение дальности (см. ниже) требует излучения маркированных сигналов и измерения времени их

распространения до цели и обратно, т. е. требует применения модуляции либо частотной, либо импульсной амплитудной, когда первичное излучение представляет собой посылки кратковременных высокочастотных импульсов через интервалы времени, достаточные для распространения каждой импульсной посылки до цели и обратно и ее регистрации в приемном устройстве (см. *Импульсная модуляция*). Т. о., в Р. различают системы с непрерывным излучением (простые доплеровские и с частотной модуляцией) и импульсные.

Передатчики. Чтобы обеспечить достаточную высокую интенсивность принимаемых сигналов, необходимо иметь высокую излучаемую мощность  $P_0$ . В импульсных системах Р. высокую мощность  $P_0$  в импульсе получают за счет накопления энергии источника питания во время паузы между двумя соседними импульсными посылками и излучения накопленной энергии за малое время импульса (см. *Импульсный генератор*). Применяемые в Р. импульсы обычно имеют длительность  $\tau$  от долей *миксек* до *миксек* при частоте повторения от неск. сотен до тыс. импульсов в *сек*. При этом мощность излучения в импульсе в неск. сотен или тыс. раз больше средней мощности передающего устройства. В импульсных радиолокаторах дальнего обнаружения  $P_0$  достигает дес. *Мвт* в импульсе. Такие мощности колебаний СВЧ получают, применяя в *радиопередающих устройствах* для генерирования и усиления спец. трехэлектродные электронные лампы и мощные СВЧ электронные приборы (*магнетроны, клистроны* и др.).

Антенны. Т. к. величина  $F$  в основном определяется геометрич. размерами антенны, то для макс. эффективности приема стремятся к возможно больш. геометр. размерам приемных антенн. Напр., для *зеркальных антенн F* близко к половине геометр. сечения антенны, т. к. при работе приемной зеркальной антенны (даже при идеальном ее согласовании с приемником) в приемник передается не более половины мощности, падающей на сечение антенны. Остальная энергия частично переизлучается, частично теряется за счет потерь в самой антенне и соединит. трактах.

Применение передающих антенн с высокой направленностью (большие значения  $G$ ) позволяет концентрировать излучаемую мощность в более узком телесном угле, что увеличивает дальность действия и надежность работы устройства.

В импульсных системах Р. обычно применяется одна и та же антенна для передачи и приема в сочетании с *антенными коммутаторами*, защищающими приемное устройство от мощных колебаний во время работы передатчика. В этом случае к. н. д. антенны  $G$  связан с ее эффективным сечением  $F$  соотношением:  $G = 4\pi F/\lambda^2$  [4], и для заданных размеров антенны  $G$  обратно пропорционально  $\lambda^2$ . Уменьшение  $\lambda$  увеличивает  $G$  и улучшает направленные свойства антенны (это также служит основанием для применения в Р. возможно более коротких волн).

Кроме энергетич. выигрыша, применение антенн с большими величинами  $F$  и  $G$  повышает точность пеленгации (определения направления на обнаруживаемый объект, см. *Радиопеленгация*), но при этом увеличивается время для просмотра заданной части пространства (з о н ы о б з о р а).

Приемники. Предельная чувствительность *радиопринимающих устройств* в основном определяется флуктуационными шумами в их входных элементах. Интенсивность этих шумовых сигналов зависит от схемы и пропорциональна ширине *полосы пропускания*  $\Delta f$  приемного устройства. В радиолокационных приемниках сантиметрового диапазона уровень собствен. шумов для  $\lambda = 10$  см составляет ( $10^{-19} - 10^{-20}$ )  $\Delta f \text{ вт}$ .

При  $\lambda \approx 3$  м уровень шумов выше и получение отношения мощности полезного сигнала к мощности шумов, требуемого для уверенной регистрации вторичного излучения, достигается за счет увеличения  $P_0$  или  $G$  и т. п.

В импульсных системах приемные устройства должны обладать значит. величиной  $\Delta f$ . Так, напр., для импульсов длительностью  $\tau \sim 1$  мксек, часто применяемых в Р.,  $\Delta f \gg 1$  Мгц. Увеличение  $\Delta f$  при уменьшении  $\tau$  приводит к возрастанию собоств. шумов и, следовательно, к снижению чувствительности. Т. к. требуемая  $\Delta f$  приемника обратно пропорциональна  $\tau$  передатчика, то увеличение мощности за счет уменьшения  $\tau$  не дает выигрыша в чувствительности; чувствительность и, следовательно, дальность действия определяются средней мощностью передатчика.

Измерение дальности в импульсных системах осуществляется измерением интервала времени  $t$  между моментом излучения импульсного сигнала и моментом регистрации его в приемном устройстве после отражения. Необходимо, чтобы  $\tau < 2R_{\min}/c$ , где  $R_{\min}$  — расстояние до самого близкого объекта. С другой стороны, при периодич. послылке импульсных сигналов необходимо, чтобы интервал между двумя соседними послылками  $T > 2R_{\max}/c$ , где  $R_{\max}$  — расстояние до самого далекого объекта.

Для измерения  $t$  в радиолокационных установках в качестве индикатора применяют *электроннолучевые приборы*, где излучаемый и принимаемый сигналы регистрируются в виде выбросов или яркостных отметок на экране прибора, луч к-рого отклоняется в заданном направлении с определенной скоростью системы развертки. Начало развертки задается моментом излучения импульса (см. также *Осциллограф электроннолучевой*). В Р. измеряются интервалы времени от ед. до тыс. мксек, что соответствует удаленностям целей от сотен м до сотен км. Напр., запаздывание в 1 мксек соответствует удалению цели на 150 м. В зависимости от типа *развертки* на экране трубки получаются различные изображения (рис. 3). Подобное измерение дальности осуществляется для единичных целей, и отсчет дальности до выбранной цели производится или с помощью нанесенной на экран прибора масштабной шкалы, или с помощью спец. меток, соответствующих определенным дальностям и создаваемых спец. сигналами, поступающими на прибор через строго калиброванные интервалы времени.

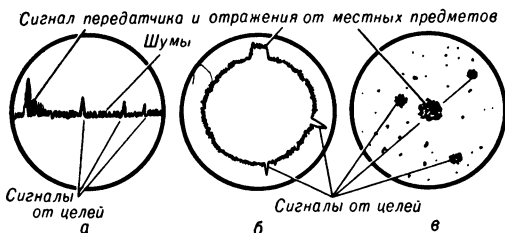


Рис. 3 Изображение сигналов на экране электроннолучевого индикатора, а — в случае линейной развертки, б — круговой, в — спиральной.

Точность измерения дальности определяется масштабом изображения на экране индикатора и лимитируется длительностью и формой импульса, а также стабильностью работы системы и превышением сигнала над помехами. Станции сантиметрового диапазона в благоприятных условиях позволяют определять дальность с ошибкой  $\leq 10$  м. Мин. разность расстояний  $\Delta R$ , на к-рой отдельные цели могут быть разделены по принятым сигналам, наз. *р а з р е ш а ю*

щей способностью по дальности. Она связана с длительностью и формой излучаемого импульса и с качеством его воспроизведения приемным устройством и индикатором. Последнее в первую очередь зависит от  $\Delta f$  приемного устройства; для систем высокой точности необходимо, чтобы  $\Delta f > 3/t$  мксек. Разрешающая способность непосредственно связана с  $\tau$ :  $\Delta R = R_1 - R_2 \approx c\tau$ , т. к. импульсы от целей, находящихся на расстояниях  $R_1$  и  $R_2$ , при  $R_1 - R_2 < c\tau$ , будут накладываться друг на друга.

Измерение дальности в системах с частотной модуляцией обычно производится посредством измерения частоты биений, возникающих в приемном устройстве при попадании в него сигналов — непосредственно от передатчика и отраженного с запаздыванием на время  $\Delta t = 2R/c$  (рис. 4). При пилообразном изменении частоты излучаемых колебаний разность частот сигналов будет в течение большей части периода модуляции постоянна и пропорциональна  $\Delta t$ , т. е.  $R$ . Измерение частотометром частоты биений  $\delta f$  позволяет в заданном масштабе непосредственно отсчитывать  $R$ . Недостатки метода: сложность интерпретации получаемых показаний при одновременном появлении отраженных сигналов от неск. целей и зависимость измеряемой величины  $\delta f$  от скорости приближения или удаления цели. Метод наиболее распространен в приборах предупреждения и в авиационных радиолокационных приборах (см. *Радиодальномер*).

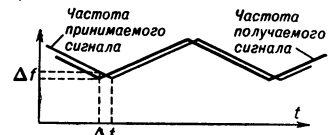


Рис. 4.

**О п р е д е л е н и е н а п р а в л е н и я н а цель.** Для определения координат обнаруживаемого объекта, кроме измерения расстояния, необходимо и определение направления, что осуществляется методами *радиопеленгации*. Определение направления на отражающий объект производится либо пеленгованием по максимуму с непосредственным использованием направленных свойств передающей и приемной антенн или *равносиальной зоны методом* (сравнения сигналов, принимаемых на 2 приемные антенны с несколько смещенными диаграммами направленности). Метод равносиальной зоны более точен, но требует устройств для сравнения сигналов, поступающих из 2 приемных антенн (или из одной при различных положениях ее диаграммы направленности). Это затрудняет обзор всего наблюдаемого пространства с неск. целями и одновременное точное определение направления. Метод равносиальной зоны допускает применение автоматич. устройств для автоматич. сопровождения отдельных целей лучом радиолокатора с непрерывной передачей угловых координат цели на соответствующее счетно-решающее устройство. Автоматич. сопровождение возможно осуществить и в системах измерения дальности. Радиолокатор в этом случае будет непрерывно следить за выбранной целью и по направлению и по дальности.

**М е т о д ы н а б л ю д е н и я и с и с т е м ы о б з о р а.** При пеленговании по максимуму направление на цель определяется по геометрии, положению антенны, при к-ром наблюдается макс. значение отраженного сигнала. Если на экране электроннолучевого индикатора направление радиальной развертки однозначно соответствует направлению антенной системы, то яркостные отметки, соответствующие целям, будут проявляться в определенных угловых положениях антенны. На экране будет возникать изображение, передающее расположение целей в полярных координатах (индикатор кругового обзора, рис. 3, в).

Точность определения направления на цель однозначно определяется направленными свойствами антенны и будет приблизительно равна угловой ширине диаграммы направленности антенны, служащей для передачи и приема.

Если радиолокатор с пеленгованием по максимуму в сочетании с индикатором кругового обзора находится над Землей (напр., на самолете), то сигналы, отраженные от различных точек земной поверхности, создадут на индикаторе изображение, условно воспроизводящее (с большей или меньшей точностью) электродинамич. свойства земной поверхности, находящейся под радиолокатором. Так, напр., скопление строений с металлич. конструкциями и железными крышами (интенсивное отражение) даст яркое пятно, спокойная водная поверхность — темный участок (квазиоптич. отражение от поверхности воды; доля энергии, возвращающаяся в антенну радиолокатора, ничтожно мала) и т. п. В этом случае на индикаторе с яркостной регистрацией будут наблюдаться не единичные отметки на темном фоне, а сплошная засветка экрана с различной интенсивностью свечения в различных участках. Это эквивалентно оптич. просмотру земной поверхности (рис. 5). В таких устройствах для получения наиболь-

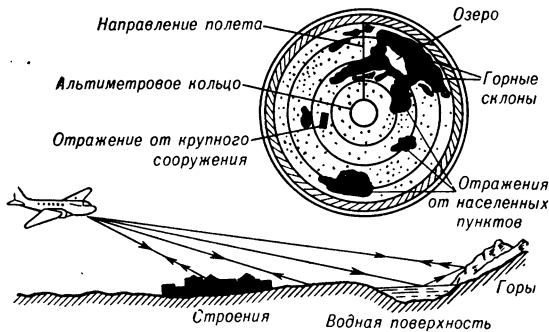


Рис. 5.

шей разрешающей способности по направлению необходимо обеспечить миним. угловой растрор диаграммы направленности в горизонтальной плоскости. В вертикальной плоскости (для получения наиболее постоянной мощности сигналов, поступающих в приемник после рассеяния точками земной поверхности, находящимися на различных расстояниях) диаграмма направленности антенны должна возможно ближе соответствовать условиям  $G = 0$  для  $\alpha > \pi/2$ ,  $G = A \cos^2 \alpha$  для  $\alpha < \pi/2$ . Радиолокаторы для просмотра земной поверхности успешно решают задачи воздушной радионавигации и прицельного бомбометания независимо от условий оптич. видимости.

Общие характеристики радиолокаторов. В зависимости от назначения радиолокаторов в них применяются различные антенные системы, типы индикаторов, реализующие большие или меньшие точности определения угловых координат и дальности и используются разнообразные методы последовательного просмотра зоны обзора. Длина волны  $\lambda$ , мощность передающих устройств  $P_0$ , чувствительность и полоса пропускания  $\Delta f$  приемных устройств также определяются назначением станции. Современные радиолокаторы содержат передатчик; антенную систему с антенными фидерами и волноводами, приемник; индикаторы, устройства, управляющие передатчиком и осуществляющие его согласованную работу с индикаторной системой; приспособления для отбора данных; системы автоматич. регулирования и источники питания.

Наибольшие мощности передающих устройств порядка многих *Мвт* в импульсе, *квт* средней мощности имеют станции дальнего обнаружения самолетов и ракет. В подобных станциях  $\Delta f$  обычно выбирается из условия оптимальной чувствительности, а индикаторные системы не предусматривают получения максимально точных координат цели. Станции, служащие для получения точных координат целей и непрерывной передачи данных, напр. для управления артиллерийским огнем или наведением самолетов или ракет, обычно работают на меньшие дальности и имеют высокоточные индикаторы, соответствующие антенны, спец. форму импульса излучения и  $\Delta f$ , обеспечивающую воспроизведение принимаемых импульсных сигналов. Обычно подобные станции обладают сложными автоматич. системами и действуют в сочетании со счетно-решающими устройствами. В зависимости от назначения станций, их конструкция допускает размещение на самолетах или др. подвижных системах или представляет собой установку со сложным и громоздким наземным оборудованием.

Для опознавания нек-рых объектов на них часто устанавливают спец. радиотехнич. устройства (ответчики), к-рые по сигналам радиолокатора (или по сигналам спец. запросчика) излучают определенные, заранее известные ответные сигналы.

Р. и ее методы очень важны для военных и мирных целей. С помощью Р. решаются задачи воздушной и морской навигации, ведется наблюдение земной поверхности с летат. аппаратов, действуют системы предупреждения (в воздушных и морских условиях) о приближении препятствий, решаются задачи артиллерийской стрельбы по воздушным и морским целям и прицельного бомбометания по невидимым объектам, производится обнаружение самолетов и других летат. устройств и может производиться непрерывное слежение за ними, проводится наведение на них самолетов-истребителей и ракет, действуют системы радиоальтиметров и радиодальномеров и многие другие устройства. Методы Р. применяются в радиоастрономии и в радиометеорологии.

Параллельно с усовершенствованием радиолокаторов развивались средства подавления их нормальной работы созданием активных и пассивных (ложные отражающие цели) помех, маскировки радиолокаторов и снижения эффективности отражения сигналов от поверхности маскируемых целей. В связи с этим и в самих радиолокаторах распространены различные системы выделения истинных сигналов из совокупности сигналов от цели и помех, поступающих на вход приемника. Пользуясь специфич. особенностями тех и др. сигналов (изменения частоты, формы сигналов, повторяемости и др.), удается соответствующей статистич. обработкой принимаемых сигналов повысить помехозащищенность радиолокаторов, а в нек-рых случаях за счет накопления дополнит. информации повысить точность и надежность работы (см., напр., *Когерентный радиоприем*).

Лит.: 1) Мигулин В. В., Основные принципы радиолокации, М., 1945; 2) Богомолов А. Ф., Основы радиолокации, М., 1954; 3) Сиверс А. П., Суслев Н. А., Основы радиолокации, М., 1956; 4) Мигулин В. В., Лекции по основам радиолокации, М., 1958. В. В. Мигулин.

**РАДИОЛОКАЦИЯ В МЕТЕОРОЛОГИИ** — примененные радиолокации для метеорологич. наблюдений, основанное на отражении радиоволн рассеивающими частицами и диэлектрич. неоднородностями, сопутствующими атмосферным явлениям. При помощи радиолокаторов могут обнаруживаться: осадки, облака, области повышенных градиентов метеоэлементов, уровни таяния или кристаллизации, турбулентные зоны, предоблачные слои, конвективные явления, грозовые разряды и др. Из радиолокационных наблюдений получают информацию о пространственном

положении, структуре, форме и размерах обнаруженных объектов, а также об их физич. свойствах.

Источниками метеоданных являются: запаздывание радиолокационных сигналов, длительность отраженных импульсов, степень деполяризации, частота радиоэхо и величина затухания на пути распространения. Кроме того, по наблюдению за сигналами от увлекаемых отражателей, вводимых для измерения в атмосфере, определяется скорость ветра и турбулентное состояние атмосферы.

Ветровые измерения осуществляются при сопровождении радиопилотов, т. е. пассивных мишеней или передатчиков-ответчиков, выпускаемых в свободный полет на шарах, наполненных водородом. Радиопилоты выполняются в виде комбинаций полуволновых диполей, угольных отражателей или импульсных передатчиков, запускаемых сигналами радиолокатора. По непрерывно измеряемым на радиолокаторе координатам радиопилота рассчитывается горизонтальная проекция скорости, принимаемая равной скорости ветра. Разработаны также способы измерения ветра по доплеровскому сдвигу частоты сигналов, радиоэхо от увлекаемых рассеивателей. По спектру флуктуаций последовательности импульсов радиоэхо определяется проекция скорости ветра на направление излучения и турбулентное состояние атмосферы. Для таких измерений наблюдают за сигналами радиоэхо частиц облаков и осадков или вводимых в атмосферу дипольных отражателей, конфетти и легких лент из металлизированной бумаги.

При помощи радиолокаторов сантиметрового диапазона проводятся наблюдения за грозами и ливнями. На экране отметчика кругового обзора получают наглядную карту распределения очагов ливней и гроз. Последовательные наблюдения за их изображениями на экране дают сведения о движении и тенденции развития зон интенсивных осадков. Величина средней мощности отраженного сигнала (радиоэхо) дождя позволяет измерять интенсивность и количество осадков. Между отражаемостью и интенсивностью осадков существует эмпирическая зависимость:

$$Z = AI^b, \quad (1)$$

где  $Z = \sum_{i=1}^{\infty} N_i d_i^6$  — радиолокационная отражаемость ( $N$  — концентрация частиц осадков в  $1 \text{ м}^3$ ,  $d$  — диаметр частиц),  $I$  — интенсивность осадков в  $\text{мм/час}$ ,  $A$  и  $b$  — числовые коэффициенты. (Для различных климатич. районов значение  $A$  колеблется от 110 до 530, а величина  $b$  изменяется в пределах от 1,2 до 8,3). Количество осадков за определенное время, выпавших в пределах района наблюдений, определяется суммированием сигналов радиоэхо по площади и по времени.

В ясном небе радиолокаторами сантиметрового диапазона обнаруживаются слои аномальных градиентов влажности на границах замкнутых объемов перегретого воздуха. При наблюдениях определяют величину градиентов, размеры неоднородностей и их концентрацию.

Преимущества радиолокационных методов метеонаблюдений: быстрота, безынерционность, отсутствие искажающего влияния на объект измерений и возможность практически мгновенного обзора площади, сравнимой с масштабами атм. процессов. Радиолокационные методы находят широкое применение при метеорологич. обслуживании авиации и народного хозяйства, а также в исследовательских работах по физике свободной атмосферы.

Лит.: 1) Калининский А. Б., Пинус Н. З., Аэрология, ч. 1, Л., 1961, с. 302—72; 2) Баттан Л. Д., Радиолокационная метеорология, пер. с англ., Л., 1962. В. В. Костарев.

**РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** — люминесценция под действием ядерных излучений:  $\alpha$ -частиц, электронов,  $\gamma$ -лучей, протонов, нейтронов и т. д. Р. возбуждается в конечном счете всегда только заряженными частицами. Так, напр., Р. под действием  $\gamma$ -лучей вызывается электронами, получающими в веществе люминофора значительную кинетич. энергию при фото- или комптон-эффекте; под действием нейтронов — протонами отдачи или  $\alpha$ -частицами, возникающими в результате ядерных реакций нейтронов с нек-рыми ядрами (напр.,  $\text{B}^{10}$ ) (см. *Сцинтилляционный счетчик*).

Быстрая заряженная частица теряет свою энергию в веществе люминофора на ионизацию и возбуждение атомов и молекул, а также на образование вторичных свободных электронов, в свою очередь вызывающих ионизацию и возбуждение. Часть этих возбужденных или ионизованных частиц в результате гл. обр. безизлучат. переходов достигает состояния, переход из к-рого уже приводит к Р. Вследствие этих промежуточных процессов энергетич. выход Р. меньше, чем выход *фотолюминесценции* того же вещества, хотя «квантовый» выход (т. е. число квантов люминесценции на одну частицу) может быть очень большим. Вещества типа *кристаллофосфоров* имеют энергетич. выход Р. до 20—25%, органич. кристаллы — до 4—6%, пластмассы и растворы — до 2—3% (см. *Сцинтилляторы*).

Механизм Р. различен в люминофорах разных типов. В кристаллофосфорах типа  $\text{ZnS—Cu}$ ,  $\text{ZnS—Ag}$  и т. п. передача энергии, поглощенной кристаллич. решеткой люминофора, *активатору* в основном определяется движением электронов и дырок; Р. имеет рекомбинационный характер (см. *Рекомбинационная люминесценция*). Под действием сильно ионизирующих частиц (напр.,  $\alpha$ -частиц) у этих веществ наблюдаются сцинтилляции. В щелочных йодидах, активированных Тl или др. активаторами, передача энергии обусловлена в значит. степени движением *экситонов*. Этот механизм приводит к коротким сцинтилляциям. В др. щелочно-галогидных кристаллах (хлоридах и бромидах) при Р. наблюдается только длительное свечение, связанное с запасанием *световой суммы* в результате захвата электронов и дырок на ловушки.

В органич. кристаллах (антрацен, нафталин, стирбен и т. п.) наблюдаются очень короткие сцинтилляции, но выход Р. сравнительно мал и уменьшается при увеличении ионизирующей способности частиц. Это объясняется специфич. процессами *тушения люминесценции*. В органич. растворах и пластмассах заметная Р. наблюдается только при эффективной передаче энергии от растворителя (или основного вещества пластмассы) к растворенной люминесцирующей добавке.

Лит.: 1) Розман И. М., Килин С. Ф., Люминесценция пластмассовых сцинтилляторов, «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 459; 2) Чижикова З. А., Выход радиолуминесценции органических веществ, «Тр. Физ. ин-та АН СССР», 1961, т. 15, с. 178—229; 3) Лушчик Ч. В. (и др.), О механизме люминесценции щелочно-галогидных кристаллов при возбуждении ультрафиолетовой радиацией и жесткими излучениями, «Тр. Ин-та физ. и астрон. АН Эст. ССР», 1961, № 15, с. 103—125. М. Д. Галанин.

**РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЯ** изучает, с одной стороны, влияние метеорологич. условий в тропосфере и стратосфере на *распространение радиоволн* (гл. обр. на УКВ), с другой — явления в тропосфере и стратосфере по характеристикам принимаемого радиосигнала. При распространении радиоволн в тропосфере и стратосфере происходит их преломление, поглощение, отражение и рассеяние. Интенсивность каждого из этих явлений определяется состоянием тропосферы и стратосферы в данный момент времени. Поэтому распространяющийся радиосигнал содержит информацию о состоянии этих сред; в частности, о вертикальном и горизонтальном распределении диэлектрич.



проницаемости  $\epsilon$ , а следовательно, об аналогичном поведении темп-ры и влажности воздуха, об интенсивности осадков, водности облаков, турбулентности и др. Наибольшее практич. применение получили радиолокационные методы (см. *Радиолокация в метеорологии*), основанные на рассеянии радиоволн на гидрометеорах и диэлектрич. неоднородностях воздуха, позволяющие определять геометр. характеристики метеорообъектов, скорость и направление их движения, характер эволюции, интенсивность осадков. Для совокупности частиц сферич. формы, размеры к-рых много меньше длины волны  $\lambda$ , поперечное сечение обратного рассеяния

$$\sigma = \frac{64\pi^5 \sum_i r_i^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2,$$

где  $r_i$  — радиус частицы,  $n$  — показатель преломления вещества частицы. Зависимость  $\sigma$  от  $r^6$  приводит к тому, что при радиолокационном наблюдении за облаками и осадками резко выделяются наиболее крупнокапельные области; поэтому радиолокационное изображение не всегда совпадает с визуальными размерами метеорообъекта. Обратная пропорциональность  $\sigma$  длине волны в четвертой степени ограничивает диапазон частот метеорологич. радиолокаторов в длинноволновой области (коротковолновая граница определяется допустимым затуханием). Если  $r$  сравнимо с  $\lambda$ , то расчет эффективного сечения рассеяния следует вести по более точным ф-лам Ми.

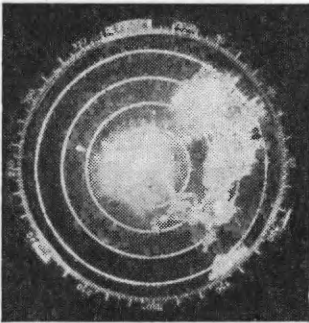


Рис. 1. Фотография индикатора кругового обзора радиолокационной станции 3-см диапазона с изображением грозовых очагов и ливней. Расстояние между соседними масштабными кольцами 10 км.

Для несферич. частиц эффективное сечение зависит от их ориентации и формы. Измерения деполяризации радиолокационных сигналов от частиц облаков и осадков дают информацию о форме частиц и, следовательно, их фазовом состоянии. Между интенсивностью радиолокационных сигналов и интенсивностью осадков  $I$  (как капельножидких, так и в виде снега) существует эмпирич. зависимость вида  $\eta = AI^b$ , где  $\eta$  — объемная отражаемость,  $A, b$  — коэфф., зависящие от вида осадков. Движение рассеивающих частиц приводит к флуктуациям фазы и амплитуды рассеянных сигналов. Соответственно изучение флуктуаций сигналов, рассеянных гидрометеорами, диэлектрич. неоднородностями воздуха, а также искусств. рассеивателями, позволяет исследовать структуру различного рода движений в атмосфере (ветер, турбулентность, упорядоченные вертикальные потоки и др.), а также микроструктуру осадков. Для таких наблюдений применяются импульсные доплеровские радиолокаторы сантиметрового диапазона, что обеспечивает выполнение широкой программы работ. Так, радиолокационными средствами удается наблюдать отражения от диэлектрич. неоднородностей воздуха. Наиболее интенсивные отражения (наз. в иностранной литературе «ангелами») наблюдаются чаще всего в зоне конвективного перемешивания, в инверсиях, в нек-рых резко выраженных фронтальных поверхностях раздела возд. масс и др.

Методами, основанными на поглощении радиоволн, определяют водность жидкокапельных облаков и

осадков, а также общее содержание кислорода, вод-пара и жидкой влаги во всей толще атмосферы. Поглощение радиоволн в атм. газах и гидрометеорах наи-

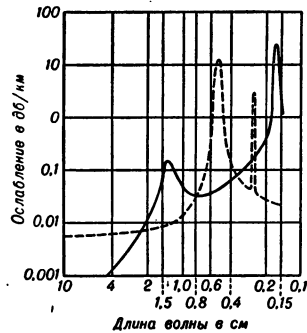


Рис. 2.

Рис. 2. Поглощение радиоволн при 20° С (теоретически вычисленное) в кислороде атмосферы (пунктирная кривая) и в вод. паре (сплошная кривая). Содержание вод. пара 7,5 г/м<sup>3</sup>.

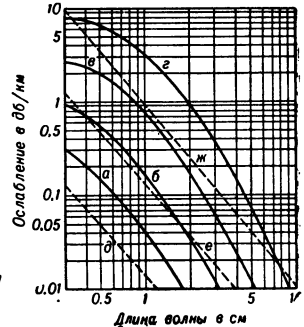


Рис. 3.

Рис. 3. Поглощение радиоволн в дождях различной интенсивности, облаках и туманах. Сплошные кривые — ослабление при интенсивности дождя: а — 0,5 мм/ч (морось); б — 1 мм/ч (слабый дождь); в — 4 мм/ч (умеренный дождь); г — 16 мм/ч (ливень). Пунктирные линии — ослабление в облаках и туманах с водностью: д — 0,032 г/м<sup>3</sup>; е — 0,32 г/м<sup>3</sup>; ж — 3,2 г/м<sup>3</sup>.

более существенно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Из атм. газов за поглощение ответственные кислород и вод. пар (рис. 2). Радиометрич. измерения в области наиболее интенсивных полос поглощения при определенных предположениях отно-

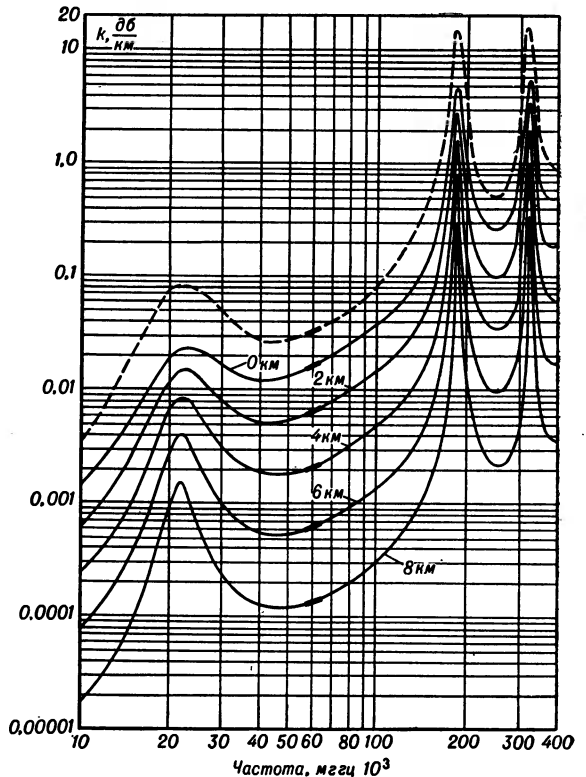


Рис. 4. Поглощение радиоволн в водяном паре для стандартной атмосферы на высотах 0, 2, 4, 6 и 8 км. Значение  $k$  вычислены для плотности водяного пара 1 г/м<sup>3</sup> на уровне моря. Пунктир — общее поглощение водяным паром для вертикально распространяющихся радиоволн.

сительно *стратификации атмосферы* дают величины общего содержания вод. пара и кислорода в атмосфере. Коэфф. поглощения  $k$  в облаках и осадках, состоящих из сферич. частиц, размеры  $k$ -рых  $\ll \lambda$ , пропорционален массе частиц в единице объема (или для капельнообразных облаков и осадков — водности) и обратно пропорционален  $\lambda$  (рис. 3). Выражения для  $k$  в случае частиц, сравнимых с  $\lambda$  или имеющих несферич. форму, значительно сложнее. В дождях  $k = \alpha l \gamma$ , где  $\alpha$  и  $\gamma$  зависят от  $\lambda$ .

Методы исследования атмосферы, основанные на преломлении радиоволн, не нашли применения из-за трудности интерпретации данных. Р. изучает также атмосферники с целью определения положения зон грозовой активности. Дополнение радиолокационных установок пеленгаторами атмосферников позволяет разделить грозы и ливни на радиолокационных изображениях.

Лит.: 1) Распространение ультракоротких радиоволн, пер. с англ., под ред. Б. А. Шиллерова, М., 1954; 2) Баттан Л. Д., Радиолокационная метеорология, пер. с англ., Л., 1962. А. А. Черников.

**РАДИОМЕТР** — 1) Прибор для измерения энергии световых лучей, основанный на тепловом действии света. Применяется в астрофизике, спектроскопии и при исследовании инфракрасного излучения.

2) Радиотехнич. устройство для измерения мощности излучения малой интенсивности в диапазоне радиоволн; позволяет измерять мощности, значительно меньшие его собств. шумов (см. *Радиотелескопы*).

**РАДИОМЕТР** акустический — механич. устройство для измерения *давления звукового излучения* и, в конечном счете, абс. измерения звукового поля. Представляет собой легкую подвижную систему, находящуюся в звуковом поле и имеющую упругий подвес (типа обычного или крутильного маятника или весов). Индикация отклонения Р. под действием звука не отличается от обычных методов определения малых постоянных смещений; по отклонению определяется сила. Более точен компенсационный метод, в к-ром отклонение Р. компенсируется измеряемой внешней силой (напр., грузом или электромагнитной системой). Давление звукового излучения рассчитывается по силе, зависящей от соотношения длины волны и размеров приемного элемента Р., его формы и коэфф. отражения. Для устранения стоячих волн приемный элемент Р. выполняется в виде призмы, конуса или диска, плоскость к-рого наклонена к плоскости излучателя. Чаще всего применяются элементы с полностью отражающей звуковые волны поверхностью. Метод определения интенсивности ультразвука с помощью Р. — один из самых точных и простых методов. Однако Р. инерционен, подвержен влиянию акустич. течения, что снижает точность измерений.

Лит.: 1) Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962, гл. VI, § 2 б; 2) Мотулевич Г. П., Фабелинский И. Л., Штейнгауз Л. Н., «ДАН СССР», 1950, т. 70, № 1. Л. К. Зарембо.

**РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА** — вид радиоактивной геофизич. разведки. Основана на определении  $\gamma$ -или  $\beta$ -излучений, испускаемых радиоактивными элементами, содержащимися в горных породах. В Р. р. применяются геофизич. радиометры различных типов — поисковые, рудничные, автомобильные, самолетные.

**РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ МАНОМЕТР** (термомолекулярный) — прибор для измерения давления разреженных газов, действие к-рого основано на *радиометрическом эффекте*. Обычно в Р. м. используются линейной зависимости от давления силы отталкивания между 2 пластинами с различными температурами. Это имеет место при низких давлениях, когда

средняя длина свободного пробега молекул больше расстояния между пластинами. Одна из пластин Р. м. подвижна, и давление газа измеряется по величине ее отклонения от среднего положения. Теоретически показания Р. м. не зависят от рода газа, в действительности же сила отталкивания между пластинами зависит от коэфф. аккомодации молекул газа на поверхности пластин, различного для разных газов (см. *Аккомодации коэффицент*).

Область измерений Р. м. от  $10^{-2}$  до  $10^{-7}$  мм рт. ст.; верхний предел измерений Р. м. определяется давлением, при к-ром средняя длина свободного пробега молекул сравнима с расстоянием между пластинами. Нижний предел измерений обусловлен сравнимостью радиометрич. силы с силой давления на холодную пластину инфракрасного излучения нагретой пластины (см. *Давление света*).

Существует множество конструктивных разновидностей Р. м. (*Кнудсена манометр*, манометр Дюмонда, Пиккля, манометр Хьюза и др. [1, 3]).

В резонансном Р. м. кварцевая пластинка, прозрачная для инфракрасного излучения нагретой пластины, расположена между нагретой и холодной пластинами и колеблется в плоскости, параллельной им, с частотой, равной собственной частоте колебаний холодной пластины. При этом радиометрич. сила модулируется с этой же частотой, что повышает чувствительность прибора (резонанс) и исключает влияние давления излучения (т. к. оно действует на подвижную пластину постоянно, а радиометрич. сила — периодически). Измеряемая амплитуда колебаний подвижной пластины зависит только от давления газа. Диапазон измерений резонансного Р. м.  $10^{-8}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст. [2].

Лит.: 1) Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 2) Robinson N., «Le Vide», 1962, в. 17, № 102; 3) Янкель Р., Получение и измерение вакуума, пер. с нем., М., 1952; 4) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957. Л. П. Хавкин.

**РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ** — проявление действия силы отталкивания между двумя поверхностями, поддерживаемыми при разных темп-рах ( $T_1$  и  $T_2$ ,  $T_1 > T_2$ ) и помещенными в разреженный газ. Р. э. вызывается тем, что молекулы, ударяющиеся о поверхность с  $T_1$ , отскакивают от нее, имея более высокую среднюю кинетич. энергию, чем молекулы, ударяющиеся о поверхность с  $T_2$ . Холодная пластина со стороны, обращенной к горячей, бомбардируется молекулами, имеющими, в среднем, более высокую энергию, чем молекулы, бомбардирующие пластину с противоположной стороны (со стороны стенки сосуда с  $T = T_2$ ).

Благодаря разнице в импульсах, передаваемых молекулами противоположным сторонам пластины, возникает сила отталкивания. При достаточно низких давлениях газа  $p$ , когда средняя длина свободного пробега молекул больше, чем расстояние между поверхностями, сила отталкивания  $F$ , приходящаяся

на единицу площади:  $F = \frac{1}{2} p \left( \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right)$ . При более высоких  $p$  «горячие» молекулы теряют часть своей энергии при столкновениях с «холодными» молекулами. Поэтому  $F$  становится меньше, несмотря на то, что в передаче энергии участвует большее количество молекул. В общем случае  $F = c/(p/a - b/p)$ , где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — эмпирич. коэфф. Т. о., при низких давлениях  $F$  пропорционально  $p$ , а при высоких — обратно пропорционально. При некотором промежуточном  $p$  сила  $F$  проходит через максимум.

На Р. э. основано действие радиометра (вертушки) Крукса и *радиометрического манометра*.

Лит.: 1) Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 2) Спивак Г. В., «ЖТФ», 1932, т. 2, вып. 2, с. 265. Л. П. Хавкин.

**РАДИОНАВИГАЦИЯ** — решение навигационных задач (определение координат движущегося объекта, направления его движения, скорости, выбор курса и т. п.) с помощью радиотехнических устройств, расположенных как в неподвижных точках с заданными координатами, так и на самом движущемся объекте. Методы радиопеленгации, определяющие направление на источник радиоволн, позволяют решать навигационные задачи с помощью трех опорных излучателей (радиомаяков) с известными координатами (угломерные системы Р.). На движущемся объекте  $A$  (рис. 1) радиопеленгатором определяют направления на радиомаяки 1, 2, 3 и по углам  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  определяют координаты  $A$  (при наличии на движущемся объекте магнитного компаса или гироскопа достаточно двух радиомаяков). Увеличение числа радиомаяков повышает точность определения координат. Если измерения производятся в неподвижных точках, то в них расположены радиопеленгаторы,

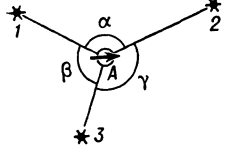


Рис. 1. Схема действия угломерной системы Р.:  $A$  — движущийся объект; 1, 2, 3 — радиомаяки.

а на перемещающемся объекте — излучатель. При этом обеспечивается передача результатов измерений из различных пунктов в один, где производятся вычисления окончательных данных.

Спец. системы радиомаяков, излучение которых в каждом данном направлении однозначно связано с определенным типом сигнала, позволяют определять координаты объекта, принимая на нем сигналы от двух таких радиомаяков (без радиопеленгаторов).

Дальномерные системы Р. основаны на измерениях расстояний (импульсными или к.-л. др. методами, см. Радиодальномер). Кроме чисто дальномерных систем, существуют системы, в которых измеряются разности расстояний от объекта до заданных точек по взаимным временным сдвигам между согласованными радиосигналами, излучаемыми из этих точек. При сочетании угломерных и дальномерных измерений (угломерно-дальномерные системы) необходима спец. приемная и передающая аппаратура как на движущемся объекте, так и в опорных точках.

Если система неподвижных излучателей создает в пространстве семейство гипербол. поверхностей (на поверхности Земли — гиперболы) к.-л. измеряемого параметра (напр., разности фаз колебаний от когерентных излучателей или запаздывания импульсных сигналов от синхронных опорных передатчиков),

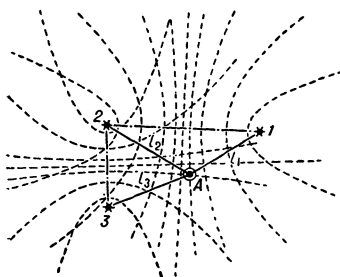


Рис. 2. Схема действия системы Р. гипербол. типа с фазовыми измерениями.

то две системы гипербол. поверхности позволяют определить на движущемся объекте его координаты и их изменения. В фазовой системе в точках 1, 2, 3 (рис. 2) размещены неподвижные когерентные излучатели, а в точке  $A$  измеряется разность фаз колебаний, прошедших из точек 1 и 2 ( $\Phi_1$ ) и 2 и 3 ( $\Phi_2$ ). Постоянство  $\Phi_1$  соответствует нахождению  $A$  на определенной гиперболе семейства с фокусами в точках 1 и 2, а постоянство  $\Phi_2$  — на гиперболе с фокусами 2 и 3; фазовые измерения однозначно определяют координаты  $A$  по координатам точек 1, 2 и 3; с точностью до постоянных имеем:  $\Phi_1 = \omega \cdot (l_2 - l_1)/v$ ,  $\Phi_2 = \omega \cdot (l_2 - l_3)/v$  (постоянные определяются вспомога-

тельными измерениями), где  $\omega$  — частота излучения;  $v$  — фазовая скорость распространения радиоволн, близкая к  $c = 2,9997 \cdot 10^8$  м/сек. Если условия местности на поверхности Земли искажают сигнал, то поверхности равных разностей фаз (или равных времен взаимного запаздывания импульсов) отличаются от гипербол. Это искажает определяемые направления на радиоизлучатели (в угломерных системах Р.). Для известного расположения опорных станций эти стационарные искажения определяют опытным путем и поправки табулируются. Сложнее учет влияния нерегулярных отражений от ионосферы и рефракции в тропосфере (см. Распространение радиоволн).

В зависимости от требуемой дальности действия в системах Р. применяют радиоволны от сантиметровых (для ближней Р.) до сверхдлинных волн (при дальности действия в тыс. км в земных условиях). Для космич. Р., основанной на радиосвязи с Землей, применяются метровые, дециметровые и сантиметровые волны. Использование в качестве радиомаяков небесных тел позволяет решать задачи Р. на Земле и в космосе методами радиоастрономии.

Возможно также решение некоторых задач Р. с помощью систем радиолокации, особенно для воздушных кораблей, а также для морских и речных судов, находящихся на небольшом удалении от берегов с известными координатами.

Лит.: 1) Пестряков В. В., Радионавигационные угломерные системы, М.—Л., 1955; 2) Горский А. И., Радионавигация, Л., 1956. В. В. Мизулин.

**РАДИОПЕЛЕНГАЦИЯ** — определение направления (пеленга) на объект, излучающий радиоволны. Основными элементами простейшего радиопеленгатора являются направленная антенна (см. Направленные действия антенны) и приемник с индикатором, определяющим интенсивность принимаемого излучения. Вращая антенну до положения минимума или максимума интенсивности принимаемого излучения, определяют направление от пеленгатора на объект. Более точен (на порядок) метод равносигнальной зоны. Существует также способ фазовой Р., заключающийся в приеме двумя или более ненаправленными антеннами сигнала от излучающего объекта и определения по разности фаз и данных о расположении антенн направления прихода радиоволн. Наименее точна импульсная Р., в которой направление прихода импульсов определяется по запаздыванию во времени прихода этих импульсов к двум (или более) пространственно разнесенным антеннам.

В Р. широко применяются вращающиеся и неподвижные рамочные антенны, вертикальные разнесенные вибраторы, антенны Эдкока, гсвиометрич. антенны (см. Радиогониометр), магнитные антенны и их модификации. Простейшим индикатором в Р. является человеческое ухо (по громкости выходного сигнала приемника). Обычно индикаторами служат электроизмерит. стрелочные приборы и электронно-лучевые трубки. Радиопеленгаторы с электроизмерит. индикаторами и ручным вращением антенны или катушки радиогониометра наз. радиополукомпасами; устройства с полной автоматизацией процесса пеленгования (со следящей системой) наз. радиокомпасами. Поворот антенны в радиокомпасе, осуществляемый электромотором, передается на индикатор, стрелка которого показывает угол между курсом корабля (или продольной осью самолета) и направлением на принимаемую станцию.

Радиопеленгаторы работают в диапазонах длинных, средних, коротких и ультракоротких волн. Средняя точность отсчета пеленгов 1—5°. Приборы с вращающейся антенной дают меньшую точность и требуют большего времени для пеленгации. На точность определения пеленгов, помимо аппаратурных ошибок,

вливают условия распространения радиоволн (особенно в диапазонах коротких и ультракоротких волн). Изменение фазовой структуры радиоволн при пересечении ими границы двух сред (напр., море — суша) приводит к значит. ошибкам в пеленгах (см *Рефракция береговая*), к-рые иногда достигают 5 — 7° и более. Ошибки в пеленгах м. б. обусловлены также влиянием вторичного излучения окружающих пеленгатор предметов (радиодетекторов, дифракцией, появлением горизонтальной компоненты в вертикально-поляризованном излучении после отражения от ионосферы («поляризационные» ошибки) и т. д.

Р. широко применяется в радионавигации для обеспечения безопасности движения морских и речных судов, самолетов, для определения траекторий космич. аппаратов, а также в военной технике. Земной шар покрыт большим числом ориентиров — радиомаяков и спец. систем, координаты к-рых известны и к-рые позволяют с помощью Р. определять координаты движущихся объектов.

Лит.: 1) Пестряков В. Б., Радионавигационные угломерные системы, М.—Л., 1955; 2) Белавин О. В., Вейцель В. А., Ульянов В. С., Коротковолновые радиопеленгаторы, М., 1959; 3) Ильин Г. В., Современные радиопеленгаторы ультракоротковолнового диапазона, М., 1956; 4) Горский А. И., Радионавигация, Л., 1956.  
В. И. Медведев.

**РАДИОПЕРЕДАТЧИК** — см. *Радиопередающее устройство*.

**РАДИОПЕРЕДАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО** — в широком смысле — устройство для передачи информации на расстояние с помощью радиоволн; в узком смысле — та часть передающей радиостанции, где осуществляется генерация, усиление и модуляция высокочастотных колебаний низкочастотным передаваемым сигналом. Р. у. связано с излучающей антенной непосредственно либо при помощи антенного фидера (симметричной или коаксиальной линии) или волновода.

**Блок-схема.** Для генерации высокочастотных колебаний ранее применялись искровые, дуговые и машинные генераторы, к-рые полностью вытеснены *ламповыми генераторами* (квантовомеханика). Р. у. еще не получили широкого применения). Ф-ции, к-рые ранее совмещались в одноступенном генераторе, непосредственно соединенном с антенной, в совр. Р. у. разделены между отдельными ступенями (генерирование колебаний и стабилизация частоты, усиление мощности, модуляция).

Обычно в совр. Р. у. генерация осуществляется *задающим генератором*, обеспечивающим необходимую стабильность несущей частоты. Т. к. для этого требуется малая мощность, узкий диапазон частот генератора и относительно низкая частота генерации, то получение требуемых мощности и частоты достигается последовательно включенными ступенями (генераторами независимого возбуждения), в к-рых происходит усиление (обычно резонансное) колебаний и умножение частоты (рис. 1)

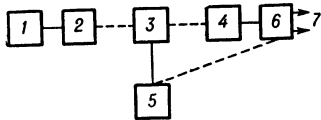


Рис. 1. Блок-схема типowego радиопередающего устройства: 1 — задающий генератор; 2, 3, 4, 6 — генераторы независимого возбуждения; 5 — модулятор или манипулятор; 6 — оконечная ступень, 7 — антенный фидер или антенна.

сетки анодного тока (классы В и С, см. *Ламповый усилитель*). В мощных ступенях применяются лампы с током насыщения до сотен а, работающие при высоких анодных напряжениях (десятки кВ). Соотношение мощностей двух последовател. ступеней от 1:15 до 1:4 и зависит от типа лампы

и режима. В ступенях независимого возбуждения применяются *тетроды* и *пентоды*, у к-рых анод экранирован от управляющей сетки. Этим достигается ослабление паразитных связей (через межэлектродные *паразитные емкости*) между анодной и сеточной цепями, приводящих к неконтролируемым изменениям амплитуды и фазы колебаний во время модуляции или к наличию остаточного тока в антенне в паузах между сигналами (при телеграфной передаче), а также (в худшем случае) к самовозбуждению колебаний в ступенях независимого возбуждения. При больших мощностях и относительно высоких частотах применяются *триоды* в схеме с общей сеткой; при резонансной настройке анодный ток создает на сетке составляющую напряжения с фазой, противоположной той, к-рая необходима для возбуждения колебаний. Реже для устранения паразитных связей применяются схемы нейтрализации, при к-рых анодная и сеточная цепи включаются как диагонали уравновешенного моста.

Блок-схема упрощается в маломощных (особенно подвижных) Р. у. или Р. у., к к-рым не предъявляются жесткие требования стабильности частоты, напр. в *радиолокации*. Радиолокац. Р. у. обычно содержат одну ступень — импульсный самовозбуждающийся (большой частью магнетронный) генератор (см. *Магнетрон*). Только при нек-рых методах радиолокации, требующих повышенной стабильности частоты, применяются ступени с независимым возбуждением. В диапазоне СВЧ вместо указанных электронных ламп применяются СВЧ электронные приборы (магнетрон, *клистрон* и *лампа бегущей волны*).

Блок-схема Р. у. существенно зависит от способа *модуляции колебаний*. Наиболее распространена *амплитудная модуляция* (анодная и сеточная). При сеточной модуляции модулирующий сигнал подается на сетку лампы выходной или одной из промежут. ступеней Р. у. (последующие ступени усиливают модулированные колебания). Анодная модуляция осуществляется в выходной ступени. Недостаток сеточной модуляции — низкий кпд модулируемой ступени. Сеточная модуляция, ранее применявшаяся широко в радиовещат. станциях, сохранилась в нек-рых типах Р. у., в частности в телевидении. В большинстве стационарных Р. у. применяется анодная модуляция с модулятором, построенным по *двухтактной схеме* с лампами, работающими в классе В. Т. о., достигается высокий кпд модулируемой ступени при малом потреблении мощности модулятором. Применение *обратной связи* позволило уменьшить искажения при анодной модуляции, а также уменьшить нек-рые схемы с повышенным кпд, не увеличивая мощности модулятора (схема Догерти и др.).

Нелинейные искажения, сопровождающие модуляцию в Р. у., обусловлены неправильным режимом высокочастотных ступеней, нелинейностью нагрузки, образуемой сеточным током при недостаточной мощности предыдущей ступени, неполной компенсацией паразитных связей и нелинейностью амплитудной характеристики модулятора. Для оценки коэфф. нелинейных искажений снимают модуляционную характеристику Р. у. — зависимость коэфф. модуляции *M* колебаний в антенне от амплитуды синусоидального модулирующего напряжения. Частотные искажения характеризуются относит. изменением *M* в антенне при изменении модулирующей частоты постоянной амплитуды, подаваемой на вход модулятора. Частотные искажения обычно обусловлены резонансными свойствами контуров, через которые должны быть переданы равномерно все частоты, лежащие в пределах обеих боковых полос, соответствующих спектру модулирующих частот. Для улучшения *частотной характеристики* ступени, через

к-рую проходят модулированные колебания, применяют систему из двух и даже трех связанных контуров. Частотные искажения могут быть обусловлены также неудовлетв. частотной характеристикой модулятора и фильтрами, сглаживающими пульсации питающих выпрямителей (если резонансы этих фильтров лежат в пределах полосы модулирующих частот).

**Частотная модуляция** (широкополосная) применяется преимущественно в диапазоне метровых и более коротких волн, это объясняется более широким спектром боковых полос. Кроме того, на коротких волнах сказались бы неодинаковые условия распространения радиоволн для широкого спектра боковых полос. Частотная модуляция осуществляется изменением реактивной составляющей сопротивления контура задающего генератора (обычно с помощью реактивной лампы) или преобразованием фазовой модуляции в частотную.

Телеграфная и кодовая манипуляции (частный случай модуляции) производятся обычно в цепях сеток лампы одной из промежуточных ступеней. Искажения сигнала, ограничивающие скорость передачи, здесь также обусловлены резонансными свойствами контуров (в Р. у. на длинных и средних волнах), плохой нейтрализацией, большими постоянными времени цепей и резонансными свойствами фильтров. Более надежная связь получается при частотной манипуляции задающего генератора: антенна Р. у. излучает непрерывно, но в моменты, соответствующие посылке сигнала, частота сдвигается на неск. сот гц.

**Характеристики Р. у.** 1) Под мощностью Р. у. обычно понимают мощность Р, отдаваемую в антенну (или в питающий ее фидер). Для телеграфных Р. у. с амплитудной манипуляцией Р относится к режиму посылки сигнала, для телефонных Р. у. — к режиму несущей частоты; для телевизионного Р. у. — к моменту передачи синхронизирующих импульсов (режим макс. мощности). Согласно стандарту, мощность, соответствующая уровню передачи черного изображения  $\sim 0,5 P$ , белого  $\sim 0,2 P$ . При импульсной модуляции различают импульсную и среднюю мощность Р. у.

Мощность Р. у. выбирают обычно так, чтобы в выходной ступени было не больше двух параллельно включенных ламп (при двухтактной схеме — не более двух ламп в каждом плече). Для получения больших мощностей применяют систему блоков (рис. 2). Анодные контуры 2 мощных блоков 1, у к-рых имеется общий возбудитель, состоящий из задающего генератора 4 и промежуточных ступеней 5, связаны с общим промежуточным контуром 3, связанным с антенной (каждый блок может состоять из неск. ступеней). Надежность таких Р. у. выше, т. к. работа Р. у. не прекращается при выходе из строя лампы в одном из блоков. Недостаток такой системы — взаимозависимость режимов блоков (из-за связи через общий контур). Независимая работа блоков достигается в мостовых схемах; в простейшем случае анодные цепи блоков 1 включаются в диагональ уравновешенной мостовой схемы, состоящей из двух реактивных элементов 2 (рис. 3), балластного сопротивления 3 и полезной нагрузки 4, к-рой служит входное сопротивление антенного фидера. При равенстве фаз и амплитуд в блоках токи в балластном сопротивлении взаимно компенсируются; в нем не происходят потери энергии и вся мощность выделяется в полезной нагрузке 4. Обычно плечами моста служат отрезки линий.

Рис. 2. Система блоков.

На коротких волнах применяют систему «сложение мощностей в пространстве». Каждый блок питает свою антенну 2 (рис. 4), а расположение антенн обеспечивает отсутствие взаимодействия между блоками при заданной общей диаграмме направленности всей антенной системы. Блоки работают от общего задающего генератора 3. Изменяя сдвиг фаз между токами в антеннах (например, изменением настройки анодных контуров

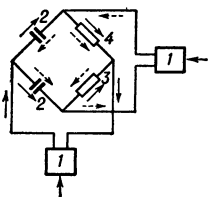


Рис. 3. Мостовая схема сложения мощностей.

нагрузки 4, к-рой служит входное сопротивление антенного фидера. При равенстве фаз и амплитуд в блоках токи в балластном сопротивлении взаимно компенсируются; в нем не происходят потери энергии и вся мощность выделяется в полезной нагрузке 4. Обычно плечами моста служат отрезки линий.

На коротких волнах применяют систему «сложение мощностей в пространстве». Каждый блок питает свою антенну 2 (рис. 4), а расположение антенн обеспечивает отсутствие взаимодействия между блоками при заданной общей диаграмме направленности всей антенной системы. Блоки работают от общего задающего генератора 3. Изменяя сдвиг фаз между токами в антеннах (например, изменением настройки анодных контуров

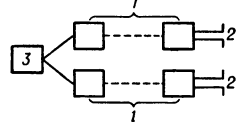


Рис. 4. Система «Сложение мощностей в пространстве».

в ступенях, непосредственно связанных с задающим генератором), можно в известных пределах изменять направление излучения.

Наиболее мощная радиовещат. Р. у. на средних волнах имеет  $P = 1200 \text{ кВт}$ , у основных радиовещат. Р. у.  $P \sim 100 - 500 \text{ кВт}$ . Макс. мощность связанных Р. у. (однополосных) достигает 600 кВт, телевизионных — 50 кВт, а радиолокационных — неск. кВт в импульсе.

2) Общ и и ли п р о м ы ш л е н н ы й к п д  $\eta$  — отношение мощности Р. у. к мощности, потребляемой всеми ее цепями. В телеграфных Р. у. малой мощности  $\eta = 15 - 25\%$ , большой мощности — от 40 до 60% (у телефонных Р. у. ниже); у лучших совр. радиовещат. мощных Р. у. — 45—50%.

3) По д и а п а з о н у д л и н в о л н Р. у. делятся на длинноволновые (3000 м), средневолновые (от 200 м до 3000 м); Р. у. промежуточных волн (от 50 м до 200 м), коротковолновые (от 10 м до 50 м); ультракоротковолновые (УКВ) Р. у. работают на метровых, дециметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волнах.

Стационарные длинноволновые, средневолновые и УКВ (в частности, радиовещательные) Р. у. работают обычно на одной волне независимо от времени суток и года. Для связи на коротких волнах с одним корреспондентом необходимы по условиям распространения радиоволн, по крайней мере, 2 волны — дневная и ночная (желательна и 3-я, промежуточная волна). С изменением времени года, а также при работе с др. корреспондентом может оказаться необходимым изменение этих волн. Обычно связанные и радиовещательные коротковолновые Р. у. имеют неск. фиксированных  $\lambda$ . Для быстрой перестройки  $\lambda$  иногда применяются механич. или электромеханич. устройства (перестройка контуров и связей), а также автоматич. устройства, в частности для дистанционного управления Р. у.

4) Стабильность частоты характеризуется макс. допустимыми (по международным нормам) отклонениями частоты Р. у.  $\Delta f$  относительно номинальной. Для стационарных Р. у., работающих на длинных, средних и промежуточных волнах, допустимо  $\Delta f$  порядка десятков гц, при  $\lambda < 75 \text{ м}$   $\Delta f/f \leq (1,5 - 3) \cdot 10^5$ . Эти нормы для маломощных и судовых Р. у. снижаются примерно в 2—5 раза. Большая стабильность требуется, когда неск. радиовещат. Р. у. работают на одной волне (т. к. при расхождении их несущих частот  $> 10 \text{ гц}$  создаются помехи бинениями между несущими частотами), или, напр., при быстром вхождении в связь (без поиска волны) корреспондента.

5) Э л е к т р о а к у с т и ч е с к и е п о к а з а т е л и. У совр. радиовещат. Р. у. с амплитудной модуляцией коэф. модуляции  $M$  достигает 100%. Макс. разброс ординат частотной характеристики в полосе звуковых частот (от 30—50 гц до 8—10 кгц)  $\leq 2 \text{ дб}$ . Коэф. нелинейных искажений при  $M = 90\% \leq 2 - 4\%$ . Уровень паразитной модуляции и (фона), обусловленный пульсациями питающих напряжений,  $\sim 0,1\%$ ; у радиовещат. Р. у. с частотной модуляцией в полосе модулирующих частот (30—15 тыс. гц) коэф. нелинейных искажений 1—2%, уровень паразитной амплитудной модуляции  $\sim 1\%$ .

Хорошее воспроизведение телевизионного изображения требует передачи без амплитудных и фазовых искажений полосы модулирующих частот в 6 Мгц, чему соответствует ширина двух боковых полос в 12 Мгц. Для упрощения Р. у. и радиотриемных устройств и для увеличения числа телевизионных каналов в Р. у. подавляется значит. часть нижней боковой полосы. Для телефонной связи на коротких волнах широко применяются *однополосная передача* (подавляется несущая одна боковая полоса), что дает эффект, эквивалентный многократному (до 8 раз) увеличению мощности Р. у. Однополосная передача применяется и в *многоканальной радиосвязи*, где одно Р. у. служит для передачи по неск. каналам. В Р. у. для телефонной связи обычно ограничиваются полосой модулирующих частот от 300 до 2500 гц; требования к остальным характеристикам тоже ниже, чем в случае радиовещат. Р. у. От телеграфных Р. у. требуются определенная скорость манипуляции и форма сигнала, отсутствие остаточного тока в антенне во время паузы и т. п.; от импульсных Р. у. — определенная форма вершины импульса, крутизна и стабильность фронта и др.

6) П а р а з и т н о е и з л у ч е н и е. Для уменьшения помех, создаваемых др. Р. у., антенна передающей радиостанции не должна излучать никаких частот, кроме несущей и соотв. боковых частот. Несинусоидальная форма анодного тока обуславливает наличие в цепях ламп высших гармоник, мощность излучения к-рых должна быть  $\leq 25 \text{ Мвт}$ , а на  $\lambda < 100 \text{ м}$  менее 1% от мощности основной волны. Чем мощнее Р. у., тем сложнее фильтрации высших гармоник (см. *Фильтры электрические*). Для ослабления высших гармоник в Р. у. длинных и средних волн применяется емкостная связь с анодом лампы и между контурами, а также двухтактная схема, в к-рой ослабляются четные гармоники. Если этого недостаточно, применяют дополнит. фильтры, настроенные на соответствующую гармонику. В коротковолновых Р. у. фильтры устанавливают на входе антенного фидера. В Р. у. с широким диапазоном рабочих частот применяются фильтры нижних частот или полосовый фильтр.

Лит.: 1) М о д е л ь З. И., Н е в ь ж с к и й И. Х., Курс радиопередатчиков, т. 1—2, М., 1938—40; 2) М и н ц А. Л., Мощные радиовещательные станции Западной Европы, М., 1956; 3) Е в т ь я н о в С. И., Радиопередающие устройства,

М., 1950; 4) Модель З. И., Вопросы построения мощных радиостанций, М.—Л., 1947; 5) Нейман М. С., Курс радиопередающих устройств, ч. 1—2, М., 1957—58; 6) Коротковолновые радиопередающие устройства. Информационный сборник, М., 1958; 7) Модель З. И., Радиопередающие устройства, М., 1961.

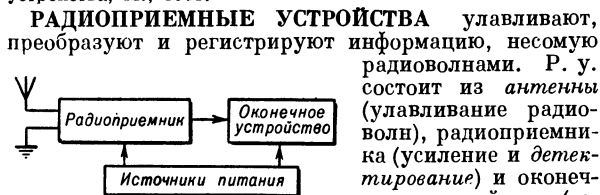


Рис. 1. Блок-схема Р. у.

ые приборы, телеграфный аппарат, реле и т. д.) и источник питания (рис. 1).

Основные параметры Р. у.: 1) диапазон принимаемых длин волн, 2) чувствительность, 3) избирательность, 4) искажения, 5) коэфф. усиления, 6) выходное напряжение или мощность и 7) коэфф. шумов (шум-фактор). Чувствительность Р. у. характеризуется мин. эдс, наводимой в антенне, к-рая обеспечивает заданное превышение амплитуды (или мощности) полезного (принимаемого) сигнала  $U_c$  над амплитудой помехи  $U_{п}$ ; на вход Р. у., помимо полезного сигнала, попадают сигналы др. радиостанций, а также напряжения, обусловленные случайными помехами, напр. грозовыми разрядами (см. Атмосферные помехи радиоприему), искрением электрич. устройств и пр.; кроме того, в самом Р. у. возникают флуктуационные шумы. Прием полезных сигналов возможен только в том случае, если  $U_c > U_{п}$ . Для уверенного приема телефонных сигналов требуется приблизительно десятикратное превышение сигнала над помехой. При приеме телеграфных сигналов на слух достаточно двукратное превышение. Чувствительность выражается обычно в долях  $\epsilon$  (или  $\epsilon\tau$ ).

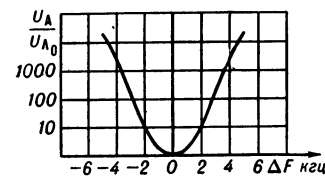


Рис. 2. Зависимость относит. чувствительности от расстройки.

Избирательность радиоприема характеризует способность Р. у. выделять принимаемый сигнал из множества сигналов, попадающих на его вход. Количественно она выражается отношением чувствительности для сигнала, имеющего частоту, несколько отличную от частоты полезного сигнала, к чувствительности для частоты полезного сигнала (относит. чувствительность, рис. 2).

Искажения радиоприема связаны с наличием в Р. у. нелинейных элементов (электронные лампы, полупроводниковые диоды и триоды, трансформаторы) и реактивных цепей (конденсаторы, индуктивности). Нелинейные (амплитудные) искажения характеризуются появлением дополнительных гармонич. составляющих, отсутствующих в модулирующем напряжении радиопередающего устройства. Коэфф. нелинейности  $\chi = \sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} u_i^2 / u_1}$ , где  $u_1$  — амплитуда основной гармоники модуляции, а  $u_i$  — амплитуды гармоник. Частотные и фазовые искажения, обусловленные наличием реактивностей, возникают из-за того, что сопротивление этих цепей и вносимый ими сдвиг фаз зависят от частоты. Поэтому усиление различных модулирующих частот неодинаково по величине (см. также *Коррекция искажений*

в усилителе). Частотные искажения оцениваются по частотной характеристике Р. у. (рис. 3). Для получения миним. частотных искажений *полоса пропускания* Р. у. должна быть, по крайней мере, равна ширине спектра передаваемых модулирующих частот, что противоречит требованию хорошей избирательности Р. у. Поэтому в каждом конкретном случае ищется оптимальное решение. Частотные искажения характеризуются коэфф.  $k = K_0/K$ , где  $K_0$  — коэфф. усиления на средней частоте спектра модуляции  $F_0$  (для радиовещат. Р. у.  $F_0 = 400—1000$  гц), а  $K$  — коэфф. усиления для частоты модуляции  $F$ . Фазовые искажения характеризуются зависимостью сдвига фаз  $\phi$  от модулирующей частоты (рис. 3).

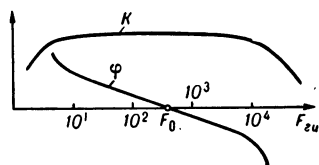


Рис. 3. Зависимость коэфф. усиления Р. у. от частоты.

Выходное напряжение (или мощность)  $U_{\text{вых}}$ , поступающее на вход оконечного устройства, должно иметь заданную величину, что определяет коэфф. усиления Р. у.  $K_0 = U_{\text{вых}}/U_A$  (при 100% модуляции).

Шумы Р. у. оцениваются коэфф. шумов (шум-фактор)  $F = (P_c/P_{\text{ш}})_{\text{вх}} / (P_c/P_{\text{ш}})_{\text{вых}}$ , где  $P_c$  — мощность полезного сигнала,  $P_{\text{ш}}$  — шумов при согласованных входе и выходе. При отсутствии собств. шумов у Р. у.  $F = 1$ . Основная масса шумов вносится первой усилит. ступенью.

Устойчивость Р. у. характеризуется изменением перечисленных параметров при изменениях темп-ры и влажности воздуха, напряжения источников питания, при механич. тряске и т. п.

Антенна и входные цепи Р. у. Антенна Р. у., расположенная в поле  $E$  радиоволны, может быть представлена эквивалентным генератором (рис. 4) с выходным сопротивлением  $Z_A = R_A + iX_A$  и эдс  $U_A = E h_d \cdot \Phi(\varphi, \theta)$ , где  $R_A$  — активное сопротивление антенны,  $X = \omega L_A - 1/\omega C_A$  — ее реактивное сопротивление ( $L_A$  и  $C_A$  — индуктивность и емкость антенны),  $h_d$  — действующая высота антенны,  $\Phi(\varphi, \theta)$  — коэфф. направленного действия антенны ( $\varphi$  — азимутальный угол,  $\theta$  — угол места наблюдения).  $R_A$ ,  $X_A$ ,  $h_d$  и  $\Phi$  зависят от длины волны  $\lambda$ , размеров и конструкции антенны. В диапазоне длинных волн и средних волн  $L_A \sim$  неск. дес. мкн, а  $C_A \sim$  неск. сотен пкф при  $R_A \sim 20—30$  ом. В диапазонах коротких волн, УКВ, а также дециметровых и сантиметровых волн  $L_A$  обычно мало ( $X \approx 0$ ), а  $R_A$  изменяется от неск. сотен до неск. дес. ом.

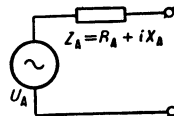


Рис. 4. Эквивалентная схема антенны.

Входные цепи Р. у., соединяющие антенну с усилительной или с преобразоват. ступенями, пропускают полезный сигнал и ослабляют помехи. Простейшая входная цепь — параллельный колебат. контур (рис. 5, а), на зажимах к-рого полезные сигналы, соответствующие его собств. частоте, создадут большее напряжение, чем сигналы станций, работающих на др. частотах, или помехи. Схема рис. 5, а, практически не применяется из-за сильного влияния параметров антенны на резонансную частоту контура. В большинстве случаев применяются схемы рис. 5, б и 5, в, достоинство к-рых — возможность выбора оптимальных параметров входного контура при определенной связи с антенной, когда параметры последней слабо



вливают на настройку входного контура. Иногда применяют многоконтурные входные цепи, улучшающие избирательность Р. у., но усложняющие его настройку и уменьшающие коэфф. передачи входной цепи (отношение напряжения на выходе входной цепи к эдс,

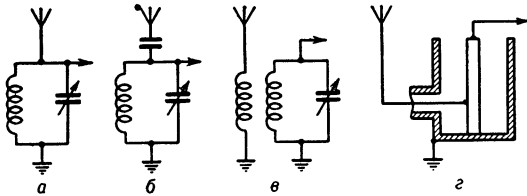


Рис. 5. Входные цепи Р. у.

наводимой в антенне). Оптимальная передача мощности из антенны имеет место при согласовании последней с входной цепью. Если  $Z_{\text{п}} = R_{\text{п}} + iX_{\text{п}}$  — комплексное сопротивление входной цепи (рис. 6), то при согласовании:  $R_{\text{А}} = R_{\text{п}}$  и  $X_{\text{А}} = -X_{\text{п}}$ . Мощность, передаваемая при этом из антенны, достигает максимума:  $P_{\text{макс}} = U_{\text{А}}^2 / 4R_{\text{А}}$ . Входная цепь Р. у. должна настраиваться на любую частоту диапазона Р. у., обеспечивая макс. коэфф. передачи в его пределах.

Входные цепи Р. у. дециметрового диапазона состоят обычно из отрезков длинных линий (рис. 5, г). В диапазоне сантиметровых волн применяются объемные резонаторы, связанные с кристаллическими смесителями (напр., Р. у. супергетеродинного типа, см. ниже).

Р. у. прямого усиления. Напряжение сигнала, снимаемое с зажимов входной цепи, обычно неск. мкв и является недостаточным для срабатывания оконечного устройства. В Р. у. прямого усиления основное усиление

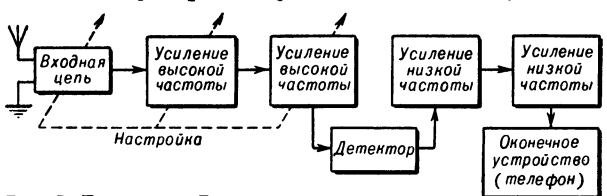
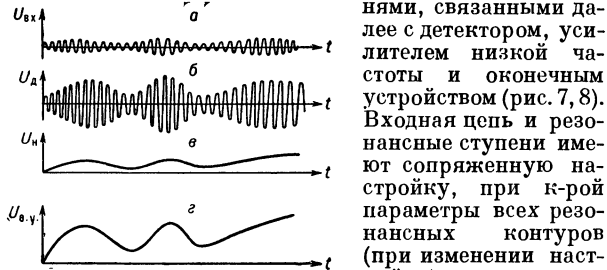


Рис. 6. Эквивалентная схема антенны и входной цепи.

сигнала, принятого антенной, осуществляется на частоте сигнала 2—3 резонансными усилительными ступенями, связанными далее с детектором, усилителем низкой частоты и оконечным устройством (рис. 7, 8).



Входная цепь и резонансные ступени имеют сопряженную настройку, при к-рой параметры всех резонансных контуров (при изменении настройки) изменяются одинаково, что приводит к значительному изменению чувствительности и избирательности Р. у. в пределах диапазона. При работе Р. у. прямого усиления на коротких волнах избирательность и чувствительность еще более ухудшаются из-за уменьшения

коэфф. усиления усилителя высокой частоты при увеличении частоты.

Недостатки Р. у. прямого усиления частично устраняют применением регенерации (введение положительной обратной связи в одной из ступеней усилителя высокой частоты).

Обычно регенерация вводится в детекторной ступени, работающей в режиме сеточного детектирования (рис. 9). При этом положит. обратная связь между сеточной и анодной цепями лампы осуществляется катушкой обратной связи  $L_a$ , индуктивно связанной с катушкой колебат. контура сеточной цепи. Величина обратной связи регулируется перемещением катушки  $L_a$  (относительно катушки контура), при к-ром изменяется их взаимная индуктивность  $M$ . Самовозбуждение наступит при  $M_{\text{кр}} \geq RC/S$ , где  $R$  и  $C$  — параметры колебат. контура, а  $S$  — крутизна лампы. При  $M \approx M_{\text{кр}}$  потери в контуре полностью компенсируются за счет энергии, вводимой в него из цепи обратной связи.

Резонансная кривая колебат. контура становится при этом более острой (рис. 10), а чувствительность и избирательность Р. у. значительно повышаются. Однако в таком режиме Р. у. работает неустойчиво, т. к. небольшие изменения параметров могут привести к возникновению генерации. Кроме того, при  $M \approx M_{\text{кр}}$  возрастают нелинейные искажения (из-за увеличения амплитуды), а потери в контуре оказываются зависящими от амплитуды напряжения на сетке лампы. Поэтому  $M$  устанавливается так, чтобы не было возможности возбуждения при необходимой чувствительности. В таких Р. у. при перестройке требуется дополнит. регулировка обратной связи.

Последний недостаток регенеративного Р. у. устраняется в сверхрегенеративном Р. у., у к-рого на сетку детекторной ступени подается переменное напряжение 30—50 кГц от генератора, включенного последовательно с колебат. контуром (напряжение снимается с зажимов конденсатора большой емкости  $C_1$ , мало влияющего на параметры контура, (рис. 11), смещающего рабочую точку, что периодич. нарушает условия самовозбуждения (уменьшение  $S$  при большом отрицат. напряжении на сетке). В результате возникает прерывистая генерация с частотой вспомогат. генератора (рис. 12, а). Параметры схемы выбираются так, что за время, в течение к-рого условие самовозбуждения выполняется, амплитуда колебания

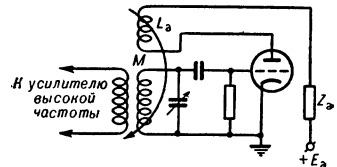


Рис. 9. Схема сеточного детектора с регенерацией.



Рис. 10. Влияние регенерации на избирательность и чувствительность Р. у.

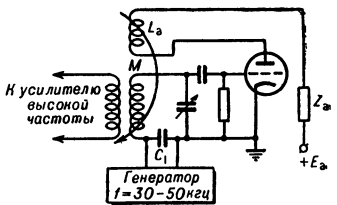


Рис. 11. Схема сеточного детектора в сверхрегенераторе.

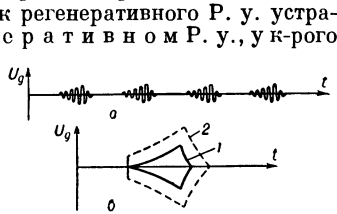


Рис. 12. а — прерывистая регенерация, б — огибающая напряжения на сетке лампы в отсутствие (1) и при наличии (2) сигнала.

амплитуда колебания

не удается достичь стационарного значения (линейный режим). Если на вход сверхрегенератора подать сигнал, то амплитуда колебаний всплеск модулируется этим сигналом, т. к. напряжение сигнала способствует самовозбуждению схемы, пропорционально изменяя амплитуду генерируемых колебаний (рис. 12, б). Средний ток через оконечное устройство (напр., телефон) также модулирован. Достоинство сверхрегенеративных Р. у. — большое усиление слабых сигналов ( $10^5$ — $10^6$ ); недостатки: значит. искажения принимаемых сигналов, повышенный уровень шумов и недостаточная избирательность, обусловленная появлением комбинационных частот за счет взаимодействия собств. колебаний контура и колебаний вспомогат. генератора. Это ограничивает применение сверхрегенераторов случаями, когда при небольшом числе ламп и малых габаритах Р. у. необходима значит. чувствительность.

Р. у. прямого усиления работают обычно на электронных лампах или полупроводниковых триодах, эффективность работы к-рых ухудшается с ростом частоты сигнала. Это связано с уменьшением входного сопротивления электронной лампы или с частотными свойствами триода (см. Ламповый усилитель, Полупроводниковый усилитель). Поэтому Р. у. прямого усиления применяются гл. обр. в диапазоне длинных, средних, коротких волн и УКВ.

Усиление с преобразованием частоты. Напряжение принятого сигнала преобразуется с помощью параметрического (см. Параметрический усилитель) или гетеродинного преобразователя в напряжение более высокой или более низкой частоты, на к-рой и производится основное усиление (до детектора). Наиболее распространены Р. у. супергетеродинного типа (с у п е р г е т е р о д и н), где напряжение сигнала преобразуется в т. н. промежуточную частоту, не изменяющуюся при перестройке. Супергетеродин содержит, помимо входной цепи, усилитель высокой частоты (частота сигнала); смеситель, преобразующий частоту сигнала с помощью гетеродина, работающего на частоте  $f_r$ , в разностную частоту  $f_c - f_r$ ; усилитель промежуточной частоты, детектор; усилитель низкой частоты и оконечное устройство

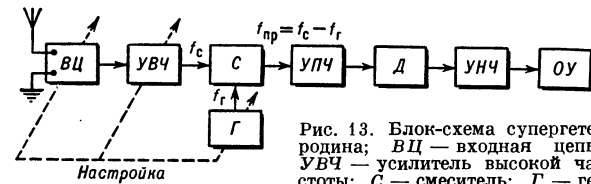


Рис. 13. Блок-схема супергетеродина; ВЦ — входная цепь; УВЧ — усилитель высокой частоты; С — смеситель; Г — гетеродин; УПЧ — усилитель промежуточной частоты; Д — детектор; УНЧ — усилитель низкой частоты; ОУ — оконечное устройство.

(рис. 13). Настройка супергетеродина осуществляется перестройкой частоты гетеродина совместно с входным контуром и усилителем высокой частоты (сопряженная настройка), причем  $f_c - f_r = \text{const}$ . Избирательность и чувствительность супергетеродина зависят от резонансных свойств контуров усилителя промежуточной частоты, а фильтрация помехи на зеркальной частоте ( $f_c + f_r$ ) определяется добротностью входного контура и контура усилителя высокой частоты. Значение промежут. частоты выбирается так, чтобы оно лежало за пределами диапазона и не совпадало с несущей частотой к.-л. мощного передатчика, сигналы к-рого могут проникать непосредственно на вход усилителя промежут. частоты. В радиовещательных Р. у. промежут. частота выбирается в пределах 440—470 кГц. Преимущества супергетеродинов: более высокие чувствительность, избирательность и стабильность ра-

боты, простота настройки, а также более эффективная работа систем автоматической регулировки усиления и автоматической подстройки частоты, обусловленные значит. усилением. Т. к. в супергетеродине усиление производится на двух частотах (частота сигнала и промежуточная), это устраняет паразитную обратную связь, приводящую к возбуждению в многоступенчатых усилителях. Постоянство промежут. частоты при перестройке Р. у. позволяет выбрать оптимальные параметры усилителя промежут. частоты, что обеспечивает постоянство чувствительности в пределах всего диапазона.

Р. у. прямого усиления и супергетеродина позволяют принимать телефонные и модулированные телеграфные сигналы, но не могут служить для приема незатухающих телеграфных сигналов (в виде посылок радиоимпульсов), ибо детектирование таких сигналов дает импульсы постоянного тока, к-рые не могут быть усилены усилителем низкой частоты и воздействовать на телефон. Для приема незатухающих телеграфных сигналов в Р. у. вводится второй гетеродин (рис. 14), напряжение с к-рого подается на вход детектора.

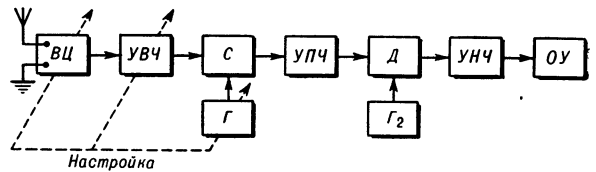


Рис. 14. Блок-схема супергетеродина для незатухающих телеграфных сигналов; Г<sub>2</sub> — дополнит. гетеродин.

В этом случае на детектор подается напряжение промежут. частоты и напряжение второго гетеродина, разность между частотами к-рых выбирается в области звуковых частот. При передаче импульса оба эти напряжения подаются на детектор, а на выходе Р. у. появляется импульс звуковой частоты. В моменты пауз напряжение на выходе отсутствует, т. к. на детектор попадает только напряжение гетеродина.

Для приема очень слабых сигналов в супергетеродинах применяются маломощные усилители (параметрический усилитель, квантовый усилитель, усилитель на лампе бегущей волны). Применение этих усилителей как входных ступеней значительно улучшает основные параметры Р. у. Для понижения уровня шумов и повышения избирательности Р. у. применяется когерентный радиоприем, основанный на близости фаз принимаемого сигнала и гетеродина.

Р. у. частотно-модулированных сигналов (ЧМ). Передача ЧМ-сигналов производится обычно на метровых (и более коротких) волнах, т. к. полоса передаваемых частот в этом случае значительно шире, чем при амплитудной модуляции. Р. у. в этом случае отличаются от супергетеродинов заменой детектора амплитудно-модулированных колебаний частотным детектором с ограничителем амплитуд (рис. 15). Усилитель промежут. частоты таких Р. у. имеет более широ-



Рис. 15. Блок-схема супергетеродина частотно-модулированных сигналов: ОА — ограничитель амплитуд, ЧД — частотный детектор. Остальные обозначения см. рис. 14.

кую полосу пропускания, что обеспечивается наличием полосовых фильтров, а также повышением промежут. частоты до неск. дес. МГц. Простейший частотный детектор — колебат. контур, к к-рому под-

водится сигнал с выхода амплитудного ограничителя, устраняющего паразитную амплитудную модуляцию (вызванную, напр., помехой). Резонансная частота колебат. контура смещена относительно промежуток частоты (рис. 16). При изменении частоты передатчика (а следовательно, и промежуток частоты) по закону

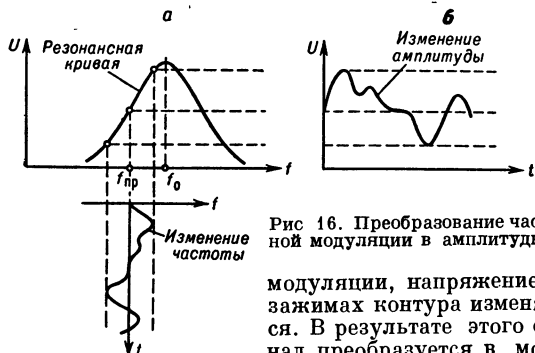


Рис 16. Преобразование частотной модуляции в амплитудную

модуляции, напряжение на зажимах контура изменяется. В результате этого сигнал преобразуется в модулированный по амплитуде,

к-рый детектируется обычным детектором. Наименьшие искажения дают спец. частотные детекторы (д и с к р и м и н а т о р ы). Р. у. частотно-модулированных сигналов обеспечивают качественный прием телефонных передач с малым уровнем помех, что объясняется сравнительно низкой чувствительностью Р. у. этого типа к паразитной амплитудной модуляции, вызванной, напр., помехой.

Р. у. импульсных сигналов (в виде посылок коротких радиоимпульсов) применяются при телеграфной передаче, в многоканальной радиосвязи, в радиолокации и т. д. Для неискаженного воспроизведения импульсных сигналов необходима передача широкой полосы частот  $\Delta f$ , связанной с длительностью импульса  $\tau$  соотношением:  $\Delta f = a/\tau$ , где  $a$  в пределах от 1 до 3 в зависимости от требований к точности воспроизведения формы импульса, а также от уровня шумов. При приеме коротких импульсов ( $10^{-6}$ — $10^{-7}$  сек) Р. у. должно обладать широкой полосой пропускания. В связи с этим несущая частота передатчика и промежуток частота также выбираются высокими (10—100 Мгц), что достигается применением полосовых усилителей, работающих на связанных контурах или на усилит. ступенях с расстроенными контурами. Широко применяются малопомнящие параметрические усилители и квантовые усилители.

Радиолокационные Р. у. — обычно супергетеродины, работающие на фиксированной частоте. В диапазоне дециметровых и сантиметровых волн ступени усиления высокой частоты отсутствуют (т. к. на таких частотах они не дают усиления), и поэтому первой ступенью является кристаллич. смеситель. Гетеродином служит *клизотрон*, смонтированный вместе с кристаллическим смесителем в общем блоке. С выхода смесителя напряжение подается на усилитель промежуток частоты, к выходу к-рого подключается *видеоусилитель* и далее электроннолучевая трубка. Отличительная особенность радиолокационных Р. у. — наличие резонансных разрядников, защищающих вход приемника от перегрузки в моменты излучения мощных импульсов передатчика (см. СВЧ газоразрядные приборы).

Лит.: 1) Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954; 2) Дитрих К. Ф., Радиоприемные устройства, Л., 1958; 3) Куликовский А. А., Линейные каскады радиоприемников, М.—Л., 1958; 4) Лебедев В. Л., Радиоприемные устройства, 2 изд., М., 1955. А. А. Брандт.

**РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ** изучает спектры поглощения и излучения различных веществ в радиодиапазоне, охватывающем электромагнитные волны с частотами  $\nu$  от сотен гц до  $3 \cdot 10^{11}$  гц (длина волны

$\lambda \approx 1$  мм). Р. отличается от оптич. спектроскопии и инфракрасной спектроскопии специфич. особенностями: а) благодаря малым частотам и, следовательно, малым энергиям квантов  $h\nu$  (относительно светового излучения) в Р. исследуются энергетич. переходы между близко расположенными уровнями энергии. Поэтому здесь возможно изучение таких взаимодействий в веществе, к-рые вызывают очень малые расщепления энергетич. уровней, незаметные (или почти незаметные) для оптич. спектроскопии. В Р. исследуются вращательные и инверсионные уровни молекул, зеемановское расщепление уровней электронов и атомных ядер во внешних и внутр. магнитных полях; уровни, образованные взаимодействием квадрупольных моментов ядер с внутр. электр. полями; уровни *сверхтонкой структуры* атомов и молекул и др. Т. о., Р. — спектроскопия малых квантов энергии.

б) Т. к. отношение естеств. ширины спектральных линий к частоте  $\Delta\nu/\nu$  в радиодиапазоне обычно много больше, чем в оптическом, то анализ ширины и формы линий позволяет количественно оценивать различные взаимодействия в веществе. Ширина и форма линии в Р. может быть измерена с очень большой точностью, т. к. источниками излучения здесь служат *клизотроны* (см. *Клизотрон*) или ламповые генераторы, дающие практически монохроматич. излучение и, следовательно, обладающие большой спектральной плотностью излучения (в оптич. спектроскопии пользуются гл. обр. тепловыми источниками). Поэтому в Р. понятие разрешающей способности не играет той роли, что в оптич. спектроскопии.

в) Измерение длины волны  $\lambda$ , характерное для оптич. спектроскопии, в Р. заменяется измерением частоты  $\nu$ , что осуществляется обычно радиотехнич. методами с большой точностью (до  $10^{-10}$ — $10^{-11}$ ). Такая точность в сочетании с монохроматичностью источников излучения позволяет измерять весьма тонкие детали спектров, связанные с малыми сдвигами уровней систем, участвующих в поглощении радиоволн.

Р. исследует взаимодействие с излучением различных веществ в твердом, газообразном и жидком состоянии. Ряд исследований *структуры атомов и молекул* осуществлен с помощью атомных и молекулярных пучков; в этом случае взаимодействие между частицами практически отсутствует (см. *Раби метод*).

**Системы энергетических уровней** в Р. В зависимости от типов исследуемых взаимодействий и, следовательно, систем энергетич. уровней в Р. выделились 5 основных направлений: *электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР), *ядерный магнитный резонанс* (ЯМР), *ядерный квадрупольный резонанс* (ЯКР); *спектроскопия микроволновая*, *циклотронный* и *диамагнитный резонансы*.

1) Э П Р. Явление ЭПР состоит в резонансном поглощении радиоволн в веществах, содержащих парамагнитные частицы при наложении внешнего статич. поля  $H_0$ . Это резонансное поглощение обусловлено переходами между уровнями, образованными в результате взаимодействия магнитного момента неспаренных электронов атомов молекул и ионов с полем  $H_0$ . При этом магнитный момент атомов и молекул обусловлен как орбитальным движением электронов, так и их спином.

Наиболее полно ЭПР изучен у ионных монокристаллов. Если у иона электронная оболочка незаполнена и он обладает неспаренными электронами, то в кристалле, содержащем такие ионы, может наблюдаться ЭПР. В зависимости от ориентации спинов ( $S$  — полный спин иона) и величины суммарной проекции орбитального момента неспаренных электронов относительно  $H_0$  получаются разные величины энергии взаимодействия с полем  $H_0$ . Для свободной пара-

магнитной частицы со спином  $S$  эта энергия  $E = gM_B H_0 M$ , где  $g$  — константа, наз.  $g$ -фактором (или фактором спектроскопич. расщепления; для свободного электрона  $g \approx 2$ ),  $M_B$  — магнетон Бора,  $M$  — магнитное квантовое число, к-рое может принимать  $2S + 1$  значений от  $-S$  до  $+S$ . Правила отбора разрешают обычно переходы с изменением  $M$  на  $\pm 1$  (см. *Атом*), к-рые могут возбуждаться лишь магнитным полем  $H' \perp H_0$  с частотой:

$$\nu = gM_B H_0 / h. \quad (1)$$

Для ЭПР представляет интерес также расщепление энергетич. уровней в результате взаимодействия с внутр. полем кристаллич. решетки (поле окр-жения). При наложении внешнего поля происходит дальнейшее расщепление уровней и их сдвиг. Величину  $H_0$  подбирают так, чтобы расстояния между исследуемыми уровнями совпадали с энергией кванта. Это взаимодействие описывается спиновым гамилтонианом, к-рый, напр., для ионов элементов группы железа имеет вид:

$$H = H_{кр} + H_{Ls} + H_{ss} + H_z. \quad (2)$$

Здесь  $H_{кр}$  — оператор энергии иона в кристаллич. поле решетки,  $H_{Ls}$  — оператор спин-орбитального взаимодействия,  $H_{ss}$  — оператор спин-спинового взаимодействия,  $H_z$  — оператор взаимодействия с внешним полем  $H_0$ . Обычно расщепления, вызываемые этими взаимодействиями, имеют порядок: для  $H_{кр} \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ , для  $H_{Ls} \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$ , для  $H_{ss} \sim 1 \text{ см}^{-1}$ , для  $H_z \sim 1 \text{ см}^{-1}$ . При расчете спектра в соответствии с гамилтонианом  $H$  спектр может быть описан всего лишь неск. константами. Обычно ЭПР наблюдают на частоте  $\nu \sim 10^{10} \text{ гц}$  ( $\lambda = 3 \text{ см}$ ).

Если ядро парамагнитного иона обладает магнитным моментом, то происходит дополнит. расщепление уровней (обычно оно невелико и рассматривается как возмущение); т. о., появляется сверхтонкая структура ЭПР.

ЭПР наблюдается, помимо парамагнитных кристаллов, и в др. структурах, в частности в свободных радикалах и полупроводниках. Развивается также метод акустического парамагнитного резонанса, заключающийся в резонансном поглощении звука в парамагнитных веществах, обусловленном переходами между уровнями, образованными за счет спин-решеточного взаимодействия (см. *Ультразвук усиления*).

2) ЯМР. Явление ЯМР состоит в резонансном поглощении радиоволн в веществах, не содержащих парамагнитных частиц при наложении внешнего магнитного поля  $H_0$ . В этом случае поглощение энергии связано с переходами в системе уровней, образующихся при взаимодействии поля  $H_0$  с магнитными моментами атомных ядер. Т. к. величина ядерного магнетона много меньше  $M_B$ , то частоты, на к-рых наблюдается ЯМР, ниже, чем в ЭПР (обычно  $10^7 \text{ гц}$  при полях  $\sim 10^3 \text{ э}$ ). ЯМР наблюдается гл. обр. в жидкостях, а также в металлах. В спектрах ЯМР наблюдается сверхтонкая структура и сдвиги линий, обусловленные взаимодействием квадрупольных моментов ядер с электр. полем окружения. Число уровней ядер в поле  $H_0$  равно  $2I + 1$  ( $I$  — спин ядра). Однако при  $I > 1/2$  ядра обладают квадрупольным моментом и, если ядро находится в электр. поле окружения, имеем симметрию ниже, чем кубическая, энергия взаимодействия ядра с полем окружения будет различной в зависимости от ориентации квадрупольного момента. Это приводит к тому, что уровни энергии ядер в магнитном поле не будут совпадать и, следовательно, вместо одной линии перехода будет наблюдаться ряд линий. При  $I = 1/2$ ,

т. е. когда квадрупольный момент ядра равен нулю, также может наблюдаться неск. линий, что связано с взаимодействием магнитных моментов ядер между собой, т. к. при различной взаимной ориентации спинов ядер энергия взаимодействия этих ядер с полем  $H_0$  будет различной. Все эти взаимодействия обычно малы по сравнению со взаимодействием с полем  $H_0$  и поэтому их можно рассматривать как возмущения (см. *Возмущенной теория*).

3) ЯКР. Резонансное поглощение радиоволн может быть обусловлено также переходами в системе уровней, образованных в результате взаимодействия квадрупольного момента ядра с градиентом электр. поля окружения. Если спин ядра полуделый, то уровни всегда остаются дважды вырожденными при самой низкой симметрии электр. поля окружения (в случае целого спина вырождение может быть снято); при наложении слабого внешнего магнитного поля  $H_0$  вырождение всегда полностью снимается. Линии ЯКР могут также расщепляться, как и в случае ЯМР, из-за непосредственного магнитного взаимодействия близко расположенных ядер (прямое спиновое взаимодействие) или через электронное облако, осуществляющее связь между этими ядрами (непрямое спин-спиновое взаимодействие). ЯКР также наблюдается в жидкостях и твердых телах на частотах до  $10^9 \text{ гц}$ .

4) Микроволновая Р. исследует гл. обр. переходы между уровнями, обусловленные вращат. движением молекул, обладающих постоянным электрическим дипольным моментом. Т. к. в твердых телах и в жидкостях свободное вращение молекул заторможено, то в микроволновой спектроскопии исследуются спектры газов. При этом, кроме чисто вращат. спектров, в газах могут наблюдаться и др. спектры, напр. инверсионный спектр в аммиаке (обусловленный расщеплением колебат. уровней молекулы при наличии двух минимумов потенциальной энергии, обусловленных инверсией атомных ядер в неплоской молекуле относительно центра массы), имеющий весьма большую интенсивность. Эти переходы наблюдаются обычно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах (микроволны). Линии вращат. переходов также могут расщепляться из-за наличия в молекулах ядер, обладающих квадрупольным моментом. Взаимодействие квадрупольных моментов ядер с градиентом электр. поля молекул мало и может рассматриваться как возмущение.

5) Циклотронный и диамагнитный резонансы. В металлах, помещенных в магнитное поле  $H_0$ , направленное строго параллельно поверхности металла, также может наблюдаться резонансное поглощение радиоволн, обусловленное переходами в системе орбитальных уровней, образованных взаимодействием электронов проводимости с полем  $H_0$ . Резонансные частоты определяются соотношением:  $\omega = neH_0/m^*c$ , где  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $e$  — его заряд,  $n$  — целое число. Переходы между этими уровнями осуществляются под действием электр. компоненты  $E$  высокочастотного поля. При этом электроны подвержены действию поля только в течение части периода высокочастотного поля, когда они находятся в скин-слое (см. *Скин-эффект*), толщина к-рого меньше радиуса орбиты. Циклотронный резонанс дает сведения об энергетич. спектре электронов проводимости металлов и форме Ферми поверхности, определяющей связь между энергией и импульсом электронов (см. также *Циклотронный резонанс в металлах*).

Диамагнитный резонанс в полупроводниках по своей природе близок к циклотронному и отличается от него тем, что электрон проводимости или дырка нахо-

дятся в электрич. высокочастотном поле  $E$  в течение всего периода. Исследование спектра диамагнитного резонанса позволяет определить зонную структуру полупроводников (ширину запрещенной зоны) и характеристики носителей тока в нем: концентрации, подвижности, эффективные массы электронов и дырок и др. [см. *Диамантный (циклотронный) резонанс*].

Ширина линий в Р. зависит от многих факторов. В случае ЭПР, ЯМР и ЯКР она определяется спин-решеточным и спин-спиновым взаимодействиями. Первое характеризуется временем  $T_1$  установления теплового равновесия системы спинов с решеткой (спин-решеточная релаксация). Если ширина линии определяется спин-решеточным взаимодействием, то  $\Delta\nu = 1/2T_1$ , где  $\Delta\nu$  — полуширина линии. Спин-спиновое взаимодействие характеризуется временем  $T_2$  установления равновесия в самой спиновой системе (спин-спиновая релаксация). Если ширина линии определяется спин-спиновым взаимодействием, то  $\Delta\nu = 1/2T_2$ .

В микроволновой Р. при давлениях газов  $\sim 10^{-1}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст. ширина линии определяется средним временем  $\tau$  между соударениями молекул друг с другом:  $\Delta\nu = 1/2\tau$ . Уширение линий может быть обусловлено также сдвигом резонансных частот для отдельных частей, напр. из-за *Доплера эффекта* и неоднородности магнитного поля  $H_0$  в различных точках исследуемого образца или из-за неразрешенной сверхтонкой структуры (неоднородное уширение). В случае ЭПР играет роль обменное взаимодействие, приводящее к обменному сужению линий.

Ширина линии циклотронного резонанса определяется временем  $\tau$  между соударениями электронов. Чем больше  $\tau$ , тем уже линия  $\Delta\nu \approx 1/2\tau$ .

Интенсивность линий. Вероятность перехода в ед. времени из состояния с энергией  $E_n$  в состояние с энергией  $E_m$  ( $E_m > E_n$ ) под влиянием плоской линейно-поляризованной волны частоты  $\nu_0$  определяется ф-лой:

$$W_{nm} = \frac{8\pi^3}{h^2} |\mu_{nm}^i|^2 \rho(\nu) S(\nu, \nu_0), \quad (4)$$

где  $\rho(\nu)$  — спектральная плотность энергии,  $|\mu_{nm}^i|^2$  — квадрат матричного элемента  $i$ -й составляющей дипольного момента,  $S(\nu, \nu_0)$  — ф-ция, описывающая распределение интенсивности по ширине линии (ф-р-м-ф-а-к-т-о-р-л-и-н-и-и), причем  $\int_0^\infty S(\nu, \nu_0) d\nu = 1$ . Если свойства исследуемого вещества (поле окружения) изотропны, то удобно ввести матричный элемент

полного дипольного момента:  $|\mu_{nm}|^2 = \sum_{j=1}^3 |\mu_{nm}^j|^2 = 3|\mu_{nm}^i|^2$ ,

тогда:

$$W_{nm} = \frac{8\pi^3}{3h^2} |\mu_{nm}|^2 \rho(\nu) S(\nu, \nu_0). \quad (5)$$

Если  $n$ -й уровень имеет вырождение степени  $g_n$ , а  $m$ -й —  $g_m$ , то:

$$W_{nm} = \frac{8\pi}{3h^2} \frac{F_{nm}}{g_n g_m} \rho(\nu) S(\nu, \nu_0), \quad (6)$$

$$\alpha = g_n \quad \beta = g_m,$$

где  $F_{nm} = \sum_{\alpha=1}^g \sum_{\beta=1}^g |\mu_{nm\alpha\beta}|^2$ ,  $\mu_{nm\alpha\beta}$  — матричный элемент перехода между невырожденными уровнями.

Обратный переход  $W_{mn}$  является индуцированным излучением и для невырожденных уровней  $W_{mn} = W_{nm}$ . В случае вырожденных переходов:

$$g_m W_{mn} = g_n W_{nm}. \quad (7)$$

Изменение плотности энергии в ед. времени:

$$-\frac{d\rho}{dt} = h\nu(N_n W_{nm} - N_m W_{mn}), \quad (8)$$

где  $N_n$  и  $N_m$  — населенности уровней. Учитывая (6) и (7), выражение (8) можно записать в виде:

$$-\frac{d\rho}{dt} = \frac{8\pi^3\nu}{3h} F_{nm} \left( \frac{N_n}{g_n} - \frac{N_m}{g_m} \right) \rho(\nu) S(\nu, \nu_0), \quad (9)$$

откуда для коэфф. поглощения  $a = -\frac{d\rho}{dt}/c\rho$  получаем:

$$a = \frac{8\pi^3\nu}{3ch} F_{nm} \left( \frac{N_n}{g_n} - \frac{N_m}{g_m} \right) S(\nu, \nu_0). \quad (10)$$

Из (10) следует: а становится отрицательным, что соответствует испусканию, т. е. усилению при условии  $N_n g_m - N_m g_n < 0$ . В случае невырожденных уровней ( $g_n = g_m = 1$ ) это условие

сводится к условию  $N_n > N_m$ , т. е. населенность верхнего уровня превышает населенность нижнего уровня. При тепловом равновесии:

$$N_n g_n / N_m g_m = \exp[-(E_m - E_n)/kT],$$

т. е. всегда будет поглощение. Т. к. в Р. в большинстве случаев:  $(E_m - E_n)/kT = h\nu_0/kT \ll 1$  и  $\exp(-h\nu_0/kT) \approx 1 - h\nu_0/kT$ ,

то  $N_n g_m - N_m g_n \approx \frac{h\nu_0}{kT} N_n g_m$ .

Следовательно, (10) может быть записано в виде:

$$a = \frac{8\pi^3\nu^2}{3ckT} N_n \frac{F_{nm}}{g_n} S(\nu, \nu_0). \quad (11)$$

Вращат. уровни энергии молекул имеют вырождение, связанное с  $2I + 1$  возможными ориентациями вращат. момента  $I$  на неподвижную в пространстве ось, т. е.  $g_n = 2I + 1$ .

Для случая симметричного волчка (см. *Молекула*) при переходе  $I \rightarrow I + 1$  проекция  $I$  на ось симметрии молекулы  $K$  не меняется ( $K \rightarrow K$ ) и  $F_{nm}/g_n = \mu^2 \frac{(I+1) - K^2}{(I+1)(2I+1)}$ , где  $\mu$  — дипольный момент молекулы. Для инверсионного перехода  $I \rightarrow I$ ,  $K \rightarrow K$  и  $F_{nm}/g_m = \mu^2 \frac{K^2}{I(I+1)}$ .

В случае ЭПР и ЯМР приложенное статич. магнитное поле  $H_0$  полностью снимает вырождение. Для магнитных переходов, т. к.  $\Delta M = \pm 1$ , то  $|\mu_{nm}|^2 = \frac{1}{4} g^2 \beta^2 [L(L+1) - M^2]$ , где

$L$  — спиновое квантовое число электрона или ядра,  $\mu = M_B$  или ядерному магнетону. В этом случае требуется, чтобы радиочастотное магнитное поле  $H' \perp H_0$ . Если поле окружения неизотропно, то каждый уровень описывается суперпозицией состояний с различными  $M$  (ЭПР); это означает, что в ЭПР могут наблюдаться переходы как при  $H' \perp H_0$ , так и при  $H' \parallel H_0$ . Для наблюдений ЯКР  $H' \perp$  оси симметрии кристалла и  $\mu_{nm}$  то же, что и для ЯМР.

Эффект насыщения. Когда вероятность переходов под влиянием радиочастотного поля сравнима или больше вероятности релаксационных переходов, восстанавливающих тепловое равновесие, в системе наступает т. н. эффект насыщения: интенсивность поглощения не растет дальше с ростом интенсивности падающей волны. Рассмотрим систему с двумя невырожденными уровнями  $E_1$  и  $E_2 > E_1$ , у к-рой  $N_2$  частиц в ед. объема на уровне  $E_2$  и  $N_1$  на уровне  $E_1$ . Под влиянием теплового движения частицы, находящиеся на уровне  $E_1$ , имеют вероятность (в ед. времени) перейти на уровень  $E_2$  ( $w_{12}$ ) и обратно ( $w_{21}$ ). При тепловом равновесии  $N_2^0 w_{21} = N_1^0 w_{12}$ , а  $N_2^0 = N_1^0 \exp(-h\nu_0/kT)$ , где  $h\nu_0 = E_2 - E_1$ . Следовательно:

$$w_{12} = w_{21} \exp(-h\nu_0/kT). \quad (12)$$

Если на систему действует радиочастотное поле, вызывающее переходы между этими уровнями, то  $W_{12} = W_{21} = W$ . Для  $N_1$  и  $N_2$  имеем:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 w_{12} + N_2 w_{21} + W(N_2 - N_1). \quad (13)$$

Решение ур-ния (13) имеет вид:

$$N_1 - N_2 = A \exp\left[-\frac{1 + 2WT_1}{T_1} t\right] + \frac{N_1^0 - N_2^0}{1 + 2WT_1}, \quad (14)$$

где  $T_1 = 1/(w_{12} + w_{21})$ . При  $t \rightarrow \infty$  имеем:

$$N_1 - N_2 = (N_1^0 - N_2^0) / (1 + 2WT_1). \quad (15)$$

Если  $2WT_1 \ll 1$ , т. е. радиочастотное поле мало, то  $N_1 - N_2 = N_1^0 - N_2^0$ . Если  $2WT_1 \gg 1$ , то  $N_1 - N_2 = \frac{N_1^0 - N_2^0}{2WT_1}$ , т. е. происходит уравнивание населенностей уровней.

Величина поглощаемой энергии в ед. времени:

$$-\frac{d\rho}{dt} = (N_1 - N_2) W h\nu. \quad (16)$$

Подставив (15) в (16), имеем:

$$-\frac{d\rho}{dt} = (N_1^0 - N_2^0) \frac{W}{1 + 2WT_1} h\nu. \quad (17)$$

Если  $2WT_1 \ll 1$  (т. е. эффекта насыщения нет), то (17) совпадает с (8). Если  $2WT_1 \gg 1$ , то:

$$-\frac{d\rho}{dt} = \frac{N_1^0 - N_2^0}{2T_1} h\nu, \quad (18)$$

т. е. величина мощности, поглощаемой веществом, не зависит от  $W$  и, следовательно, от интенсивности излучения.

Если ширина уровня определяется временем  $T_2$  ( $\Delta\nu = 1/2T_2$ ) и  $S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu} \pi(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu$ , то, подставив в (17) значение из (4), найдем, что ширина линии на половине интенсивности при эффекте насыщения  $\Delta\nu_H$  отлична от  $\Delta\nu$ :

$$\Delta\nu_H = \Delta\nu \sqrt{1 + \frac{16\pi^3 |\mu_{12}^*|^2 T_1 \rho(\nu)}{h^2 \Delta\nu}}. \quad (19)$$

Если  $\Delta\nu = 1/2\pi T_2$ , то:

$$\Delta\nu_H = \Delta\nu \sqrt{1 + \frac{32\pi^3 |\mu_{12}|^2 T_1 T_2 \rho(\nu)}{h^2}} \quad (20)$$

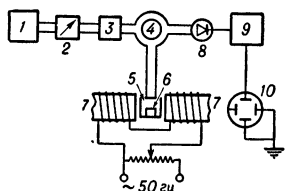
При  $T_1 = T_2/2\pi\tau$

$$\Delta\nu_H = \Delta\nu \sqrt{1 + \frac{32\pi^3 |\mu_{12}|^2 \tau \rho}{h^2}}$$

Эффект насыщения наступает, согласно (19), тем быстрее, чем меньше ширина линии  $\Delta\nu$  и чем больше матричный элемент перехода  $|\mu_{12}|^2$  и время спин-решеточной релаксации  $T_1$ .

**Методы измерений.** Для наблюдения резонансного поглощения исследуемое вещество помещают в радиочастотное поле, амплитуду к-рого измеряют при наличии резонансных условий и при их отсутствии. Разность этих амплитуд и определяет коэфф. поглощения энергии в образце  $\alpha$ . Обычно используют поле в катушке или стоячую волну в *объемном резонаторе* (ЭПР, ЯМР, ЯКР и циклотронный резонанс) или же *бегущую волну в волноводе* (микроволновая Р.). В случае резонатора образец помещают в пучность электрич. поля при наблюдении электрич. переходов и в пучность магнитного поля, если наблюдаются магнитные переходы. При использовании катушки или резонатора представляет интерес не коэфф. поглощения вещества  $\alpha$ , а его добротность  $Q = \omega/\alpha$ . Если вещество заполняет все пространство, занятое высокочастотным магнитным полем, и  $Q_0$  — добротность катушки или резонатора, то заполняющее вещество уменьшает добротность системы до величины  $Q_0 Q / (Q_0 + Q)$ . Уменьшение добротности будет максимальным, если частота радиочастотного поля  $\nu$  равна резонансной частоте поглощения исследуемого вещества.

На рис. изображена блок-схема типичного спектрометра ЭПР. Радиочастотная мощность от к-



Мощность, отраженная от резонатора с помощью гибридного кольца, направляется к детектору 8, сигнал с к-рого через усилитель 9 подается на осциллограф 10. Величина  $H_0$  может модулироваться с частотой 50 гц от сети. Если частота к-листрона  $\omega$  и поле  $H_0$  удовлетворяют условию резонанса  $\omega = g\beta H$ , то модуляция  $H_0$  вызовет модуляцию коэфф. отражения мощности от резонатора, что приведет к появлению на выходе детектора переменного напряжения. Для уменьшения шумов и увеличения чувствительности обычно применяют узкополосные усилители. В большинстве случаев количество вещества, достаточное для уверенного наблюдения сигнала в таких ЭПР-спектрометрах,  $\sim 10^{-11}$  моля.

**Применение.** Р. играет большую роль в физике, химии и биологии. Методами Р. можно определять структуру твердых тел, жидкостей, отдельных молекул, магнитные и квадрупольные моменты ядер, симметрию поля окружения, валентность ионов, электрические и магнитные свойства атомов и молекул и др. Методы Р. применяются для качеств. и количеств. анализа веществ. В Р. впервые наблюдалось индуцированное излучение, что привело к созданию *молекулярных генераторов* и *квантовых усилителей* сначала в радиодиапазоне, а затем и в оптическом (см. *Оптический генератор*). Практич. применением Р. является создание точных стандартов частоты и времени (см. *Атомные эталоны частоты*), высокочувствит. приемников радиоволн, стабилизаторов частоты генераторов, точных измерителей магнитных полей и т. д.

Лит.: 1) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961; 2) Блю-

менфельд Л. А., Воеводский В. В., Семенов А. Г., Применение электронного парамагнитного резонанса в химии, Новосибирск, 1962; 3) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 4) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; 5) Эндру Э., Ядерный магнитный резонанс, пер. с англ., М., 1957; 6) Даст П., Нанн Е. Л., Nuclear quadrupole resonance spectroscopy, N. Y. — L., 1958; 7) Горди В., Смит В., Трамбуарло Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955. А. М. Прохоров.

**РАДИОТЕЛЕМЕТРИЯ** — область радиоэлектроники, занимающаяся вопросами передачи по радио результатов измерений различных физ. величин. Методы совр. Р. применяются для дистанционного контроля за работой промышленных агрегатов, во время испытат. полетов самолетов и управляемых снарядов (ракет), при исследовании верхних слоев атмосферы (с помощью радиозондов и ракет), для получения научной информации с борта искусств. спутников Земли и космич. кораблей, в биомедицинских исследованиях и т. п.

Каждая радиотелеметрич. система (РТС) содержит систему датчиков, преобразующих измеряемые величины в электрич. сигнал (см., напр., *Емкостный датчик*, *Индуктивный датчик*), *радиопередающее устройство*, в к-ром генерируемая (несущая) частота модулируется сигналом датчика, и *радиоприемное устройство*, где в результате *детектирования* выделяется низкочастотный сигнал датчика.

По характеру выходных сигналов датчики делятся на аналоговые и кодовые. Первые дают сигнал в виде непрерывно изменяющейся величины, вторые — в виде дискретных кодовых посылок. Пример аналогового датчика — потенциометрич. датчик, в к-ром механич. перемещение движка потенциометра преобразуется в изменение электрич. напряжения, снимаемого с движка. Простейший кодовый датчик состоит из двух контактов и выдает сигналы двух типов (замкнут — разомкнут).

В Р. применяют амплитудную, частотную и фазовую модуляции колебаний и различные диапазоны длин волн, что определяется гл. обр. назначением РТС и условиями *распространения радиоволн*.

Т. к. обычно требуется передавать одновременно результаты измерения неск. величин, то в Р. применяется *многоканальная радиосвязь* с частотным или временным разделением каналов. Радиопередающее устройство в последнем случае содержит, кроме генератора, модулятора и антенны, т. н. устройство *уплотнения*, осуществляющее передачу информации от неск. датчиков по одному каналу связи. Напр., при временном разделении — это механические щеточные или *электронные коммутаторы*, подключающие цепи датчиков к модулятору. Радиоприемное устройство состоит из антенны, приемника и устройства селекци, разделяющего принятый сигнал на ряд каналов, в каждом из к-рых присутствуют сигналы только одного из датчиков. Для правильного разделения каналов в передаваемом сигнале предусматриваются спец. сигналы *синхронизации*.

В Р. в соответствии с типом датчика осуществляется аналоговая (шкала передаваемого параметра непрерывно) или цифровая (шкала дискретна) передача информации. При аналоговом методе масштаб шкалы и начало отсчета измерений восстанавливаются в приемнике спец. калибровочными сигналами. Возможна калировка каждого канала (по каждому каналу периодически передается калибровочный уровень) или по отдельному каналу (что требует идентичности каналов). Зарегистрированная телеметрич. информация подвергается т. н. первичной обработке в совр. РТС с помощью вычислит. машин.

Погрешности радиотелеметрич. измерений обусловлены искажениями в аппаратуре, ограничением спек-



ра передаваемых сигналов, дискретностью времени передачи и измерит. шкалы, *помехами радиоприему* и внутр. шумами приемника. В совр. РТС допустимая погрешность от неск. % до долей %. РТС характеризуется также скоростью передачи информации (от долей *единиц двоичных* в системах дальней космич. Р. до  $10^6$  двоичных ед. в системах для исследования быстрых процессов, напр. вибраций); числом каналов и *полосой пропускания* каналов; дальностью действия, весом аппаратуры, приближаемой мощностью и надежностью.

Лит.: 1) Барсуков Ф. И., Максимов М. В., Радиотелеметрия, М., 1962; 2) Никольс М. Х., Раух Л. Л., Радиотелеметрия, пер. с англ., М., 1958; 3) Техника передачи результатов измерений по радио. Сборник переводов по радиотелеметрии, М., 1955. В. М. Гжельин.

**РАДИОТЕЛЕСКОПЫ** — устройства, с помощью к-рых собирается и исследуется радиоизлучение астрономич. объектов (планет, галактик, межзвездной среды и т. п., см. *Радиоастрономия*). Р. состоит из антенной системы и приемного устройства (радиометра). Широкий диапазон длин волн  $\lambda$ , в к-ром ведутся радиоастрономич. наблюдения (от 1 мм до десятков м), приводит к разнообразию методов приема радиоволн и конструкций антенн, но основные принципы работы Р. одинаковы, и свойства их определяются одними и теми же параметрами. Для наблюдения с поверхности Земли наиболее благоприятны длинноволновая часть сантиметрового и коротковолновая часть дециметрового диапазонов. Основные требования к Р.: надежная регистрация возможно более слабых плотностей потока радиоизлучения (чувствительность Р.) и разрешение возможно меньших угловых деталей источников (разрешающая способность). Чувствительность Р. по потоку определяется эффективной площадью антенны и шумами антенны и радиометра. Разрешающая способность определяется линейными размерами антенной системы и длиной волны  $\lambda$ .

**1. Антенны. Основные параметры.** Эффективная площадь антенны. Мощность сигнала, принятого антенной и направленного на вход радиометра:  $P_{вх} = SA$ , где  $S$  (см/м<sup>2</sup>гц) — спектральная плотность потока радиоизлучения источника у поверхности Земли, а  $A$  — эффективная площадь антенны.  $A$  связана с геометрич. площадью антенны соотношением  $A = \gamma A_{геом}$ , где  $\gamma$  наз. коэфф. и используется антенны (для *зеркальных антенн*  $\gamma = 0,5-0,7$ ).  $A$  зависит от направления прихода волны (угол  $\Omega$ ),  $A(\Omega)$  — диаграмма направленности антенны.

Температура антенны. Т. к. в радиоастрономии обычно исследуется излучение со сплошным спектром, то мощность принимаемого сигнала, в частности мощность шумового «сигнала», удобно выражать в °К. Мощность, выделяемая на согласованной нагрузке антенны  $R_a$

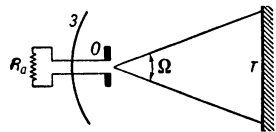


Рис. 1.  $T$  — темп-ра излучающего тела;  $\Omega$  — телесный угол, в к-ром антенна принимает излучение; 3 — зеркальная антенна;  $O$  — облучатель.

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $\Delta\nu$  — полоса принимаемых частот,  $T_a$  — темп-ра антенны, обусловленная принимаемым сигналом.  $T_a$  определяется темп-рой тел, с к-рыми антенна обменивается радиоизлучением в диапазоне частот  $\Delta\nu$ , а не темп-рой материала антенны. Если антенна направлена на нек-рое абс. черное тело с темп-рой  $T$ , то, согласно 2-му началу термодинамики, обмен энергией между абс. черным телом и  $R_a$  приведет к выравниванию темп-р, т. е.  $R_a$  должно

принять темп-ру  $T_a = T$ . В случае протяженного источника с яркостной температурой  $T_b$ :

$$T_a = \frac{\iint_{4\pi} T_b(\Omega) A(\Omega) d\Omega}{\iint_{4\pi} A(\Omega) d\Omega} \quad (1)$$

Если телесный угол источника излучения  $\Omega_i$  мал по сравнению с раствором диаграммы направленности антенны, т. е. в пределах  $\Omega_i A(\Omega) = A_0 = \text{const}$ , и  $T_b = \text{const}$ , то (1) принимает вид:  $T_a = T_b(\Omega_i/\Omega_a)$ , где  $\Omega_a$  — эффективный телесный угол диаграммы направленности, включающий боковые лепестки. Напр., при наблюдении Солнца на волне  $\lambda = 3$  см  $T_b = 18\,000^\circ \text{K}$ ,  $\Omega_i = 7 \cdot 10^{-5}$  стер,  $\Omega_a = 90 \cdot 10^{-5}$  стер,  $T_a \approx 1500^\circ \text{K}$ .

Ширина диаграммы направленности Р. грубо оценивается шириной основного лепестка диаграммы направленности антенны на уровне половины мощности  $\theta_0$  (рис. 2). Для антенн со сплошной апертурой, напр. *зеркальных антенн*,  $\theta_0 = \alpha\lambda/L$ , где  $L$  — линейный размер апертуры,  $\alpha \approx 1$  — коэфф., зависящий от распределения поля по апертуре, к-рое задается обычно облучателем антенны. С помощью антенн со сплошной апертурой можно получить распределение поверхностной радиояркости источника по элементам с угловыми размерами  $\lesssim \theta_0/2 \approx \lambda/2L$  (собств. интервал антенны). Т. о., детали в распределении яркости, размеры к-рых меньше  $\theta_0/2$ , будут сглажены диаграммой антенны (рис. 3, а).

Пространственная спектральная чувствительность и граничная частота. Т. к. часто антенны Р. имеют не сплошную, а более сложную форму апертуры (напр., интерферометры) и т. к. в радиоастрономии, как правило, нельзя сделать априорных предположений о структуре наблюдаемого источника, то разрешающую способность Р. удобно характеризовать т. н. пространственной спектральной чувствительностью антенны: предполагается, что истинное распределение яркостной температуры источника  $T_b(x)$  (в одномерном случае) является произвольной функцией, которая может быть разложена в спектр по пространственным частотам  $s$  (интеграл Фурье). Можно показать, что спектр наблюдаемого с помощью антенны распределения яркости  $\bar{T}_a(s)$  получается умножением спектра истинного распределения  $\bar{T}(s)$  на множитель  $\bar{A}(s)$ , что эквивалентно «прохождению спектра»  $\bar{T}(s)$  через фильтр с частотной характери-

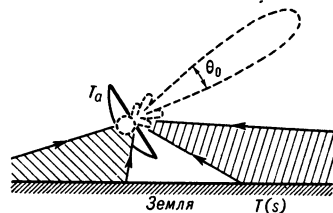


Рис. 2. Диаграмма направленности зеркальной антенны (сечение плоскостью, проходящей через ее ось) и излучение Земли.

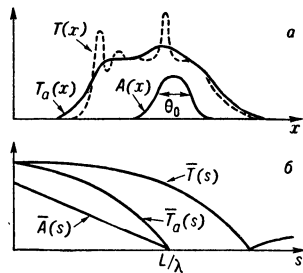


Рис. 3. а — истинное распределение яркости источника  $T(x)$  (пунктир) и наблюдаемое распределение яркости  $T_a(x)$ ; б — преобразования Фурье функций диаграммы антенны  $\bar{A}(s)$ , спектра источника  $\bar{T}(s)$  и наблюдаемого распределения  $\bar{T}_a(s)$ .

сти. Т. к. в радиоастрономии, как правило, нельзя сделать априорных предположений о структуре наблюдаемого источника, то разрешающую способность Р. удобно характеризовать т. н. пространственной спектральной чувствительностью антенны: предполагается, что истинное распределение яркостной температуры источника  $T_b(x)$  (в одномерном случае) является произвольной функцией, которая может быть разложена в спектр по пространственным частотам  $s$  (интеграл Фурье). Можно показать, что спектр наблюдаемого с помощью антенны распределения яркости  $\bar{T}_a(s)$  получается умножением спектра истинного распределения  $\bar{T}(s)$  на множитель  $\bar{A}(s)$ , что эквивалентно «прохождению спектра»  $\bar{T}(s)$  через фильтр с частотной характери-

стикой  $\bar{A}(s)$ , наз. ф-цией пространственной спектральной чувствительности. Антенны со сплошной апертурой эквивалентны фильтрам низких частот, напр. при равномерном распределении поля в апертуре диаграмма антенны  $A(x) = [(\sin ax)/x]^2$ , и граничная частота  $s_{гр} = L/\lambda$ . При сканировании антенной источника частоты  $s > s_{гр}$  утрачиваются, и, следовательно, тонкие детали в распределении яркости источника не воспроизводятся (рис. 3, б). Приведенные рассуждения могут быть распространены на случай двумерного распределения яркости.

Шумовая температура антенны  $T_{ша}$  обусловлена ее собств. шумами (излучением материала антенны) и общим фоном радиоизлучения Галактики, поверхности Земли и атмосферы, попадающим как в главный, так и в боковые лепестки диаграммы антенны (рис. 2) [2, 5].

В  $T_{ша}$  заметный вклад вносит для всех  $\lambda$  излучение Земли, попадающее через боковые лепестки (обычно боковые лепестки антенны распределены изотропно по всему телесному углу  $4\pi$ ), порядка  $10-30^\circ K$ . Вклад в  $T_{ша}$  от средней яркостной темп-ры неба в пределах главного лепестка, обусловленный фоном Галактики, существенно зависит от направления наблюдения. В области метровых и более длинных волн яркостная темп-ра неба столь велика, что определяет  $T_{ша}$ , к-рая достигает тыс.  $^\circ K$ . С уменьшением  $\lambda$  фон Галактики падает настолько, что при  $\lambda < 50$  см он уже не влияет практически на  $T_{ша}$ . На самых коротких волнах ( $\lambda < 3$  см) существенно собств. радиоизлучение атмосферы, тем большее, чем толще слой атмосферы, т. е. зависящее от зенитного расстояния  $Z$  (рис. 4). Вклады в  $T_{ша}$ , обусловленные излучением материала антенны и яркостной темп-рой неба в пределах боковых лепестков, малы: при  $3 \text{ см} < \lambda < 50 \text{ см}$  они  $\leq 1-2^\circ K$ . Т. о., у существующих типов антенн при высоких углах места в диапазоне  $5 \text{ см} < \lambda < 30 \text{ см}$   $T_{ша}$  определяется в основном рассеянным фоном боковых лепестков и может быть снижена уменьшением уровня боковых лепестков (напр., в рупорно-параболич. антенне [3]) или их сосредоточением в передней полусфере антенны (уменьшается вклад Земли в  $T_{ша}$ ) до величины  $10-15^\circ K$ .

Типы антенных систем. Многоэлементные системы состоят из большого числа отдельных собирающих элементов, энергия от к-рых суммируется на входе радиометра, куда она подается кабельными или волноводными линиями передачи.

Для получения высокого разрешения по 2-й координате перпендикулярно одной решетке располагается 2-я. Такая система наз. крестом Миллса [6]. Плечо креста север — юг дает «ножевую» диаграмму направленности, вытянутую по линии восток — запад, перпендикулярно к ней расположена диаграмма плеча восток — запад. Зачерненный четырехугольник — игольчатая диаграмма — образование пересечением обеих диаграмм (рис. 7). При соответствующей коммутации сигналов, приходящих от двух плеч креста, в радиометр практически попадает излучение только от источников, расположенных в пределах игольчатой диаграммы. В кресте Миллса, работающем в диапазоне метровых волн, элементарные антенны — диполи, соединенные двухпроводной линией. В дециметровом и сантиметровом диапазонах крестообразные решетки составляют из рефлекторов в форме параболюдов вращения. Для увеличения  $A$  плечи креста делают в виде параболич. цилиндров с системой диполей-облучателей, расположенных вдоль фокальной линии. Крестообразный Р. ФИАН (Серлухов) состоит из двух цилиндров размера  $40 \times 1000$  м (рис. 8), что дает  $A \sim$  неск. десятков тыс.  $m^2$  и высокое разрешение — ок.  $3'$  в метровом диапазоне.

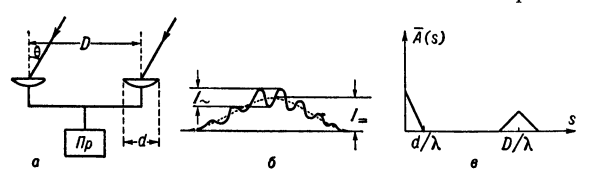


Рис. 5. Двухантенный радиointерферометр: а — схема; б — запись прохождения источника; в — пространств. спектральная чувствительность  $\bar{A}(s)$ .

Простейшая система такого рода — двухантенный радиointерферометр (рис. 5, а). Две антенны установлены на расстоянии  $D$  (база) и соединены с расположенным в центре приемником Пр радиометра. Разность хода лучей, падающих на антенны от участ-

ков источника с малыми угловыми размерами, составляет  $D \sin \theta$ , а разность фаз равна  $2\pi D \sin \theta / \lambda$ , т. е. при изменении  $\theta$  колебания на входе радиометра складываются периодически то в фазе, то в противофазе. При  $2\pi D \sin \theta / \lambda = 2m\pi$  возникают интерференционные максимумы, а при  $2\pi D \sin \theta / \lambda = (2m + 1)\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) — минимумы. Т. о., интерферометр имеет многолепестковую диаграмму, состоящую из чередующихся максимумов и минимумов. При прохождении источника через лепестки на выходе радиометра выписывается синусоидальная кривая, огибающая к-рой (антенны неизотропны) является диаграммой одной из антенн интерферометра (рис. 5, б).

Ф-ция  $\bar{A}(s)$  двухантенного интерферометра содержит только частоты, расположенные между нулевой и граничной частотами отдельных антенн, и высокие частоты с центральной частотой  $D/\lambda$  (рис. 5, в). Амплитуда нулевой частоты и частоты  $D/\lambda$  определяются при наблюдении амплитуды огибающей  $I_{\sim}$  и амплитуды интерференционных лепестков  $I_{\sim}$  из записи прохождения источника (рис. 5, б). С помощью двухантенного интерферометра с переменной базой последоват. измерением амплитуд и фаз ряда пространств. частот  $s$  может быть измерен весь пространств. спектр (одномерный) источника, т. е. путем обратного преобразования Фурье может быть получено распределение яркости радиоизлучения по источнику.

Измерения с переменной базой технически сложны, поэтому одна из основных задач, решаемых с помощью двухантенного интерферометра, — определение угловых размеров источника. Т. к. при  $D = \text{const}$  измеряется только нулевая пространств. частота и частота  $D/\lambda$ , полного представления обо всем пространств. спектре составить нельзя, но если сделать к-л. предположения о форме источника (напр., круг равномерной яркости), то можно определить диаметр этого круга. Определенный т. о. размер является эффективным, однако этим способом часто пользуются, в частности, применяя сверхдлинные базы (км) в метровом диапазоне [4].

Для одновременного измерения всех пространств. частот до  $s_{гр}$ , т. е. для измерения яркостного распределения, применяют многоантенные интерферометры (решетки), составленные из большого числа элементов, расположенных достаточно близко один к другому. При этом  $\bar{A}(s)$  вплоть до  $s_{гр}$  не имеет провалов до нуля. Диаграмма такого радиointерферометра (рис. 6), аналогичного дифракционной решетке, близка по форме к диаграмме сплошной линейной апертуры той же длины; последняя имеет форму ножа, узкого в направлении базы решетки и широкого в перпендикулярном направлении.

Для получения высокого разрешения по 2-й координате перпендикулярно одной решетке располагается 2-я. Такая система наз. крестом Миллса [6]. Плечо креста север — юг дает «ножевую» диаграмму направленности, вытянутую по линии восток — запад, перпендикулярно к ней расположена диаграмма плеча восток — запад. Зачерненный четырехугольник — игольчатая диаграмма — образование пересечением обеих диаграмм (рис. 7). При соответствующей коммутации сигналов, приходящих от двух плеч креста, в радиометр практически попадает излучение только от источников, расположенных в пределах игольчатой диаграммы. В кресте Миллса, работающем в диапазоне метровых волн, элементарные антенны — диполи, соединенные двухпроводной линией. В дециметровом и сантиметровом диапазонах крестообразные решетки составляют из рефлекторов в форме параболюдов вращения. Для увеличения  $A$  плечи креста делают в виде параболич. цилиндров с системой диполей-облучателей, расположенных вдоль фокальной линии. Крестообразный Р. ФИАН (Серлухов) состоит из двух цилиндров размера  $40 \times 1000$  м (рис. 8), что дает  $A \sim$  неск. десятков тыс.  $m^2$  и высокое разрешение — ок.  $3'$  в метровом диапазоне.

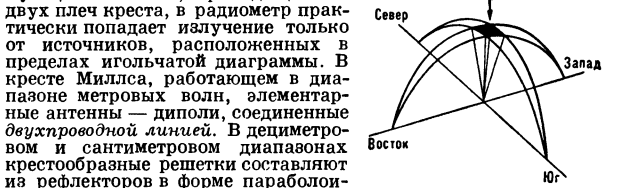


Рис. 6. Многоэлементный радиointерферометр.

Недостатки крестообразных решеток: 1) узкополосность — они работают на фиксированной  $\lambda$  с узкой полосой частот. Полоса частот ограничена линиями передач, соединяющими

себя с приемником. При соответствующей коммутации сигналов, приходящих от двух плеч креста, в радиометр практически попадает излучение только от источников, расположенных в пределах игольчатой диаграммы. В кресте Миллса, работающем в диапазоне метровых волн, элементарные антенны — диполи, соединенные двухпроводной линией. В дециметровом и сантиметровом диапазонах крестообразные решетки составляют из рефлекторов в форме параболюдов вращения. Для увеличения  $A$  плечи креста делают в виде параболич. цилиндров с системой диполей-облучателей, расположенных вдоль фокальной линии. Крестообразный Р. ФИАН (Серлухов) состоит из двух цилиндров размера  $40 \times 1000$  м (рис. 8), что дает  $A \sim$  неск. десятков тыс.  $m^2$  и высокое разрешение — ок.  $3'$  в метровом диапазоне.

Недостатки крестообразных решеток: 1) узкополосность — они работают на фиксированной  $\lambda$  с узкой полосой частот. Полоса частот ограничена линиями передач, соединяющими

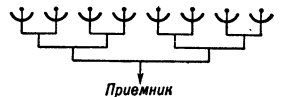


Рис. 7. Образование диаграммы направленности крестообразной антенны.

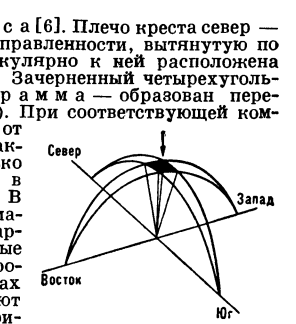


Рис. 8. Образование диаграммы направленности крестообразной антенны.

антенны, а также размытием главных максимумов, сначала более далеких, а при дальнейшем расширении полосы — всех, кроме нулевого, что делает необходимым компенсацию разностей хода при наблюдениях в направлениях, отличных от перпендикулярного к базе; 2) потери в линиях, для компенсации к-рых приходится применять предварит. усиление непосредственно у каждой из антенн, потери приводят к значит.  $T_{\text{ша}}$ .

**Зеркальные антенны** лишены ограничений в рабочей частоте и ширине полосы принимаемых частот и имеют низкие  $T_{\text{ша}}$ . Они применяются гл. обр. в диапазоне сантиметровых и коротких дециметровых волн, где меньше сказывается эффект насыщения (см. ниже), и поэтому их собирающая площадь может быть лучше использована. Разрешающая способность определяется при заданных линейных размерах миним. рабочей длиной волны  $\lambda_{\text{мин}}$ , зависящей от точности изготовления собирающей поверхности (отклонение формы отражающей поверхности от заданной  $\leq \pm \lambda/10$ ). Наиболее распространены большие подвижные зеркальные антенны с отражателем в форме параболоида вращения, для к-рых отношение точности изготовления поверхности к диаметру зеркала  $\sim 10^{-4}$ . Дальнейшее улучшение относит. точности ограничено весовыми, ветровыми и тепловыми деформациями конструкции рефлектора. Наилучшая точность достигнута в серпуховском рефлекторе ФИАН: зеркало диаметром 22 м изготовлено с точностью  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ , что позволяет работать с  $\lambda = 8$  мм (ширина диаграммы 2') [6].

Для создания зеркальных антенн с относит. точностью, лучшей, чем  $10^{-4}$ , при сооружении большого пулковского Р. БПР был применен метод расчленения отражателя на

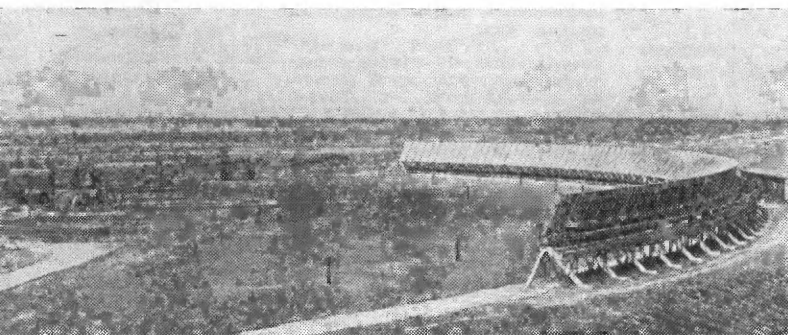


Рис. 9. Большой пулковский радиотелескоп с антенной переменного профиля.

большое число отдельных плоских механически не связанных между собой элементов, вместе воспроизводящих нужную форму отражающей поверхности (антенна переменного профиля, рис. 9). С увеличением размеров отражателя за счет увеличения числа отражающих элементов возрастают требования к относит. точности не каждого отдельного элемента, а лишь их взаимного расположения, что решается геодезич. методами, дающими относит. точность  $\sim 10^{-6}$ . Т. к. отдельные отражающие элементы устанавливаются на поверхности Земли, то увеличивать размеры отражателя путем увеличения числа элементов можно только в горизонт. направлении. Отражающая поверхность (исход-

ный параболоид) преобразует падающую плоскую волну в цилиндрическую (рис. 10), распространяющуюся горизонтально и сходящуюся в вертикальную фокальную линию. Вторичное зеркало в форме горизонтального параболоида цилиндра (облучатель) превращает ее в сферическую, сходящуюся в его фокусе. Т. к. вторичное зеркало помещается вблизи фокальной линии сходящейся цилиндрич. волны, то его горизонтальный размер может быть сделан очень малым по сравнению с горизонтальным размером исходного параболоида. Конструктивно БПР выполнен из 90 плоских щитов, расположенных по дуге окружности радиусом 100 м, каждый из к-рых при изменении азимута и угла места наблюдения перемещается поступательно вдоль радиуса и поворачивается в вертикальной и горизонт. плоскостях. Щиты устанавливаются касательно к поверхности параболоида вращения, ось к-рого имеет заданное направление, а фокус находится внутри окружности на поверхности Земли. В этой точке устанавливается вторичное зеркало-облучатель. Все операции по перестановке отражающих элементов и вторичного зеркала могут быть автоматизированы. Относит. точность поверхности БПР  $\sim 10^{-5}$ , ширина диаграммы направленности при  $\lambda = 3$  см менее 1', что не является предельным для этого метода [7].

Системы апертурного синтеза. Если 2 антенны с малой апертурой могут последовательно перемещаться внутри большой апертуры так, что они займут все возможные друг относ. друга положения, то, обрабатывая определенным образом результаты наблюдений, можно получить результат, эквивалентный наблюдениям с антенной большой апертуры, т. е. более высокую разрешающую силу, чем у двух элементарных антенн. Апертура размером  $D$  рассматривается как состоящая из отдельных элементов 1, 2 ... N (рис. 11). Простейшая система апертурного синтеза — двухантенный интерферометр с переменной базой, позволяющий последоват. измерением с разными базами определить одномерный спектр источника. Более сложная действующая система (Кембридж), работающая на частоте 38 Мгц, состоит из неподвижной и подвижной антенн (рис. 12). В этом случае производится одномерный синтез, т. к. по 2-й координате разрешение дается большой антенной. По обеим координатам получается примерно одинаковая разрешающая способность (ок.  $0,8^\circ$ ).

Системы апертурного синтеза, по-видимому, наиболее перспективны для длинных волн (напр., в метровом диапазоне), где разрешающая способность даже самых больших мыслимых сплошных зеркальных антенн недостаточна для решения многих задач радиоастрономии.

**II. Радиометры** измеряют мощность радиоизлучения, собираемого антенной в заданной полосе частот. Обычные радиоприемные устройства, в к-рых произведение ширины полосы пропускания  $\Delta\nu$  на постоянную времени  $\tau$  выходной цепи порядка единицы, в этом случае не применимы, т. к. они обнаруживают только

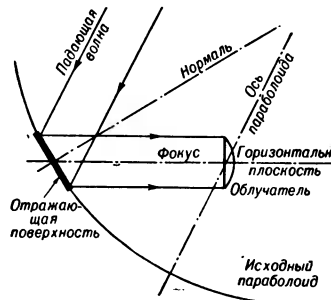


Рис. 10. Принцип действия антенны переменного профиля.

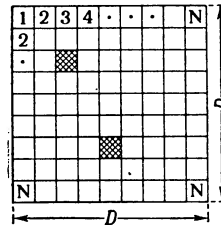


Рис. 11. Система двумерного апертурного синтеза.

такие сигналы, уровень к-рых выше уровня их шумов. Мощность же космич. радиоизлучения в большинстве случаев значительно меньше собств. шумов аппаратуры. Но т. к. космич. излучение обычно имеет характер «белого» шума, то произведение  $\Delta\nu \cdot \tau$  может быть выбрано очень большим, вследствие чего становится возможным выделение космич. сигнала на фоне значительно превышающего его уровня собств. шумов радиометра.

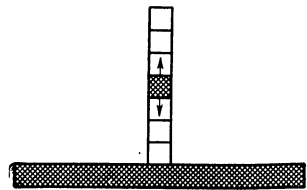


Рис. 12. Система одномерного апертурного синтеза.

**Основные параметры.** Чувствительность радиометра определяется миним. измеряемой мощностью на его входе  $P_{вх\ min} = kT_a \min \Delta\nu$ . Изменение  $\Delta T_a$  при наведении антенны на предельно слабый (на пороге различимости) источник для совр. радиометров  $\sim 0,01-0,1^\circ\text{К}$  (ряд источников — Солнце и нек-рые др., могут давать  $> 1000^\circ\text{К}$  и даже  $> 10^6^\circ\text{К}$  на метровых волнах).

Шумовая температура радиометра  $T_{шр}$  соответствует представлению об идеальном нешумящем устройстве, на входе к-рого включено сопротивление, нагретое до темп-ры  $T_{шр} = (F-1)T_0$ , где  $F$  — коэфф. шума радиометра, а  $T_0 = 900^\circ\text{К}$  — темп-ра окружающей среды.

Т. к. собств. шумы радиометра — результат случайных процессов, то обусловленные ими выходные флуктуации не могут быть устранены полностью; однако их можно уменьшить до сколь угодно малой величины. Действительно, для оценки выходных флуктуаций можно считать, что напряжение на выходе радиометра — сумма большого числа случайных независимых слагаемых. При ширине полосы пропускания  $\Delta\nu$  на выход в секунду поступает  $\approx \Delta\nu$  независимых слагаемых. Они усредняются за время  $\tau$ , определяемое постоянной времени выходной интегрирующей цепи. Т. о., за время  $\tau$  поступает  $\Delta\nu \cdot \tau$  независимых слагаемых и поэтому вероятное среднеквадратичное значение выходных флуктуаций составляет  $1/\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}$  от среднего выходного уровня, пропорционального  $T_{шр}$ . Выходные флуктуации (в единицах  $T_a$ ):

$$\Delta T_{аф} = \alpha T_{шр} / \sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}, \quad (2)$$

где коэфф.  $\alpha \sim 1$  (зависит от типа радиометра, формы полосы пропускания, характеристики интегрирующей цепи и т. д.) [10, 15]. Из (2) видно, что с помощью радиометра можно обнаружить сигналы в  $1/\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}$  раз более слабые, чем его собств. шумы, напр. при  $\tau = 1\text{ сек}$  и  $\Delta\nu = 100 \cdot 10^6\text{ гц}$  радиометр позволяет измерить сигнал  $\approx 10^{-4} T_{шр}$ .

Плоса пропускания и постоянная времени  $\tau$ . Для повышения чувствительности радиометра обычно стремятся иметь широкую полосу, за исключением спец. случаев, напр. приема монохроматич. излучения межзвездного нейтрального водорода (см. *Радиоастрономия*). Технически трудно получить  $\Delta\nu/\nu > 10\%$ . В зависимости от задач и условий  $\tau$  может варьироваться от долей сек до ч. При записи сигнала с выхода радиометра на ленту самописца (цифровая запись позволяет производить непосредств. ввод выходных данных в машину как для накопления, так и для обработки) наиболее удобно для наблюдений  $\tau \sim 1\text{ сек}$ .

Выходная мощность радиометра  $P_{вых} = Gk(T_{шр} + T_a)\Delta\nu$ , где  $G$  — полный коэфф. усиления радиометра, т. е.  $P_{вых}$  состоит из мощности, обусловленной его собств. шумами:  $P_{ш} = GkT_{шр}\Delta\nu$ , и мощности, обусловленной сигналом:  $P_a = GkT_a\Delta\nu$ , причем  $P_a \ll P_{ш}$ , т. к. измеряемый сигнал  $T_a$  может быть порядка флуктуаций  $\Delta T_{аф}$ , и следовательно, отношение  $T_a/T_{шр}$  очень мало ( $\lesssim 10^{-4}$ ).

**Типы радиометров.** Наиболее распространены компенсационный и модуляционный радиометры. В 1-м случае на выходе радио-

метра в спец. компенсационной цепи (ячейка сравнения) напряжение, создаваемое средней мощностью, компенсируется источником постоянного напряжения (рис. 13). Т. о., постоянная составляющая  $P_{ш}$  компенсируется и выходной прибор регистрирует только флуктуацию  $P_{ш}$  и «сигнал», поступающий от антенны  $P_a$ . Недостаток такого радиометра: при нестабильности собств. шумов или коэфф. усиления  $P_{ш}$  изменяется, что также регистрируется выходным прибором (он не может отделить их от полезного сигнала). В случае  $T_a/T_{шр} = 10^{-4}$  в процессе измерений  $G$  должно сохраняться, по крайней мере, с точностью  $10^{-4}$ , что представляет трудности.

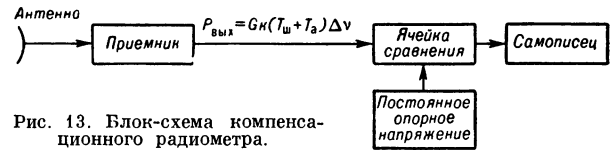


Рис. 13. Блок-схема компенсационного радиометра.

В модуляционном радиометре приемник с помощью переключателя (модулятора) периодически подключается к антенне и к ее эквиваленту, к-рым служит либо отдельная небольшая антенна, напр. рупор на коротких волнах, направленный в холодную область неба, либо согласованная нагрузка, находящаяся при темп-ре  $\approx T_{ша}$  (рис. 14). В этом случае  $P_{вых}$  состоит из постоянной и переменной составляющих; при

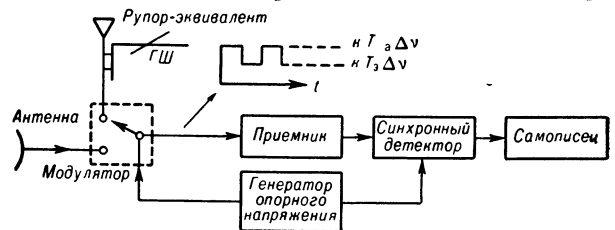


Рис. 14. Блок-схема модуляционного радиометра.

этом последняя образуется в результате переключений приемника на антенну и эквивалент, вследствие чего представляет собой «столбовую» модуляцию шумов от значений  $T_{ша}$  до темп-ры эквивалента  $T_a$ . Высота импульсов равна  $Gk(T_{ша} - T_a)$ . В отсутствие полезного сигнала  $T_a$  с помощью дополнит. генератора шумов  $ГШ$  повышается до  $T_a$  так, чтобы  $(T_{ша} - T_a) = 0$ . При вхождении источника в диаграмму антенны темп-ра антенны становится  $T_{ша} + T_a$ , баланс нарушается, и на выходе радиометра появляются сигналы в виде столбовых импульсов с амплитудой, равной  $G \cdot kT_a \cdot \Delta\nu$ . После детектирования 1-я гармоника этих сигналов усиливается узкополосным усилителем низкой частоты (УНЧ), настроенным на частоту модуляции, превращается в постоянный ток с помощью синхронного детектора и регистрируется выходным прибором.

Т. о., в модуляционном радиометре постоянная составляющая шумов исключена, и изменения  $G$  не дают паразитного выходного сигнала, но флуктуации, обусловленные собств. шумами радиометра, ограничивают его чувствительность в соответствии с (2). Т. к. модуляционный радиометр подключен к антенне только в течение половины периода и в него попадает только половина мощности, принимаемой антенной, то его теоретич. чувствительность в 2 раза меньше, чем у компенсационного.

Приемники радиометров до последнего времени строились преимущественно по супергетеродинной

схеме с кристаллическим смесителем (см. Радиоприемные устройства). Шумовая темп-ра такого радиометра  $T_{шр} \approx 300^\circ \text{K}$  на дециметровых и  $1500\text{--}3000^\circ \text{K}$  на сантиметровых волнах (шумы растут проп.  $\nu$ ). Из-за высокой темп-ры шумов и малой полосы пропускания усилителя промежуточной частоты (УПЧ) чувствительность этих радиометров сравнительно низка. Применение широкополосных приемников прямого усиления на лампах бегущей волны (ЛБВ) повысило чувствительность радиометров [11, 12]. Последовательно включенные ЛБВ обеспечивают достаточное

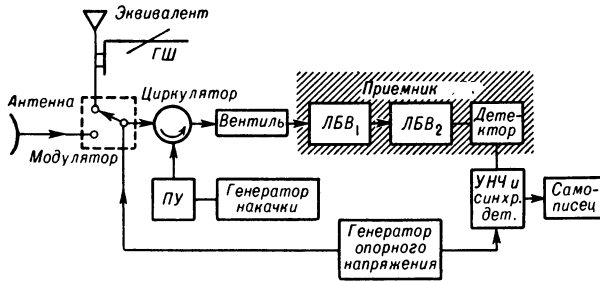


Рис. 15. Блок-схема приемника радиометра с параметрич. усилителем на входе и ЛБВ в качестве последующих ступеней усиления.

усиление при полосе пропускания ок. 10% (т. е.  $1000 \text{ Мгц}$ ,  $\lambda = 3 \text{ см}$ ). Т. к. шумовая темп-ра ЛБВ  $\leq 3000^\circ \text{K}$  для сантиметрового диапазона, то такие радиометры имеют чувствительность по темп-ре антенны  $\sim 0,1^\circ \text{K}$  при  $\tau = 1 \text{ сек}$ .

Современные высокочувствит. радиометры имеют в качестве первых ступеней усиления высокой частоты квантовые усилители (КУ) и параметрические усилители на полупроводниковых диодах (ПУ), позволяющих существенно снизить  $T_{шр}$ . КУ, работающий при темп-ре кипящего гелия ( $4,2^\circ \text{K}$ ), имеет темп-ру шумов  $T_{ку} \approx 1\text{--}2^\circ \text{K}$ . Т. к. КУ обладают сравнительно неширокой полосой пропускания ( $20\text{--}25 \text{ Мгц}$ ), последующая схема может быть супергетеродином с УПЧ, обладающим такой же полосой пропускания. Радиометры с ПУ могут иметь широкую полосу пропускания (до 10%) и поэтому последующие ступени выполняют на ЛБВ (рис. 15). При этом темп-ра шумов  $T_{пу} = T_{д}/(\nu Q - 1)$ , где  $T_{д}$  — темп-ра параметрич. диода,  $\nu = 0,25$  — коэфф. модуляции емкости под воздействием частоты накачки,  $Q$  — добротность диода.  $\nu Q \approx 30$  на частоте  $1000 \text{ Мгц}$  и падает проп.  $\nu$ , при  $\nu = 10\,000 \text{ Мгц}$ ,  $T_{пу} \approx 150^\circ \text{K}$ , т. е. значительно выше, чем у КУ; однако параметрич. диоды допускают охлаждение, что снижает шумы. При этом из-за значительно более широкой полосы пропускания чувствительность радиометра с ПУ получается выше, чем у радиометра с КУ [8, 9]. На дециметровых волнах применяются также параметрические усилители с электронным лучом трубки (Адлера) и полупроводниковые усилители на туннельных диодах; на более длинных волнах применяются обычные ламповые усилители, имеющие в этом диапазоне  $T_{шр} < T_{ша}$  (рис. 16).

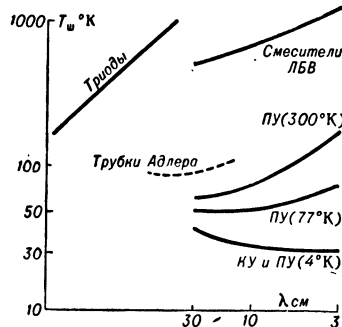


Рис. 16. Шумовые темп-ры  $P$  с различными типами приемников радиометров (антенна в зените).

поступающим в антенну, включая излучение самой антенны и элементов антенного тракта [12].

Если перед антенной находится ослабляющая среда или элементы антенного тракта обладают затуханием, то, согласно Кирхгофа закону, они будут излучать шумы в соответствии с их излучающей способностью и темп-рой, до к-рой они нагреваются. Если рассматривать такую среду или тракт как

пассивный четырехполюсник, находящийся при темп-ре  $T$ , у к-рого выходная мощность связана с входной мощностью соотношением:  $P_{вых} = P_{вх}(1 - \alpha)$ , где  $\alpha$  — потери в среде или тракте, то шумовая темп-ра, добавляемая этим четырехполюсником в систему:  $T_{шч} = T \cdot \alpha$ .

Учитывая все составляющие  $T_{ш}$ , получим (в пересчете на вход антенны):

$$T_{ш} = T_{ша} + \frac{T_0 \alpha_{гр}}{1 - \alpha_{гр}} + \frac{T_{увч}}{1 - \alpha_{гр} \nu_{увч}} + \frac{T_{пр}}{G_{увч} (1 - \alpha_{гр} \nu_{пр})}, \quad (3)$$

где  $T_0$  — темп-ра, при к-рой находится антенный тракт,  $\alpha_{гр}$  — потери в элементах антенного тракта (модуляторе, циркуляторе, волноводах),  $T_{увч}$  и  $G_{увч}$  — шумовая темп-ра и коэфф. усиления малошумящего усилителя высокой частоты (ПУ или КУ),  $T_{пр}$  — шумовая темп-ра промежуточных ступеней радиометра. Хорошо сконструированная антенна имеет  $T_{ша} \approx 10\text{--}15^\circ \text{K}$  на сантиметровых волнах (там, где имеется минимум в яркостной темп-ре неба) (см. выше). Возможно, что 2-й член в выражении (3), обусловленный потерями в тракте, будет также сведен к  $10\text{--}15^\circ \text{K}$  применением ферритовых элементов с малыми потерями и охлаждением их до темп-ры кипящего азота ( $77^\circ \text{K}$ ). Т. к. 3-й и 4-й члены при применении усилителей СВЧ, охлаждаемых жидким гелием и обладающих достаточно высоким коэфф. усиления, малы (неск.  $^\circ \text{K}$ ), то  $T_{ш}$  будет определяться величиной  $T_{ша}$  и потерями в тракте, что составляет ок.  $30^\circ \text{K}$  для диапазона  $3\text{--}30 \text{ см}$  (рис. 16).

Применение КУ и ПУ приближает чувствительность  $P$  к предельной величине, достижимой на поверхности Земли (рис. 17).

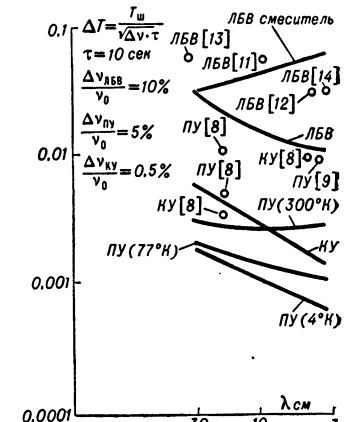


Рис. 17. Чувствительность радиотелескопов по темп-ре антенны  $\Delta T$  для различных типов приемников радиометров.

IV. Эффект насыщения и большие  $P$ . Одна из основных задач радиоастрономии — исследование дискретных мегагалактич. источников, наблюдаемое число к-рых  $N$  растет (до нек-рого предела) при уменьшении потока  $P$  источника:  $N = CP^{-\alpha}$ , где  $C$  — постоянная, а  $\alpha \approx 1,8$  при больших  $P$  и медленно убывает по мере уменьшения  $P$  [16]. Плотность потока этих источников убывает с уменьшением  $\lambda$ , но т. к. спадание шумовой темп-ры, обусловленное фоном Галактики, происходит быстрее, то чувствительность  $P$  с уменьшением  $\lambda$  растет быстрее, чем падает плотность потока мегагалактич. дискретных источников. Поэтому для наблюдения этих источников наиболее благоприятен диапазон  $\lambda$  от  $0,1 \text{ м}$  до  $1 \text{ м}$ .

$P$  должен обеспечивать измерения (с заданной точностью) слабых потоков источников вплоть до нек-рого  $P_i$  (большое  $A$ ) и, одновременно, отделять наблюдаемый источник с той же точностью от др. источников, т. е. обладать достаточной разрешающей способностью. Однако эти 2 условия обычно несоместимы в антеннах с жесткой связью между  $A$  и разрешающей способностью, напр. у параболюидов вращения с  $\theta_{\lambda}^2 \approx \lambda^2/A$ . Это объясняется тем, что в пределах диаграммы антенны всегда присутствуют неразрешаемые слабые источники, создающие определенный поток мощности при данном положении диаграммы, и т. к. они распределены в пространстве статистически, то при перемещении диаграммы по небу число слабых источников в пределах диаграммы, а значит и создаваемый ими суммарный поток флуктуирует. Выделить на фоне этих флуктуаций потоки слабых источников невоз-

можно, если наблюдаемый источник не изменяет своего положения на небе.

Т. о., при перемещении антенны по небу наряду с временными флуктуациями, обусловленными, напр., шумами антенны, возникают пространств. флуктуации, к-рые могут быть уменьшены по абс. величине только уменьшением эффективного телесного угла диаграммы антенны. Если  $\Delta P$  — среднеквадратичное значение пространств. флуктуаций, то относит. ошибка измерений  $\Delta P/P_i$ , т. е. точность измерений, даже при достаточной чувствительности  $P$  по потоку (достаточно большое  $A$ ) ограничена. Этот эффект, наз. эффектом насыщения, иллюстрируется табл., рассчитанной для параболаида вращения с  $A_{\text{геом}} = 10^4 \text{ м}^2$ .

$\lambda$ (м)	$\frac{\Delta T}{(T_{\text{гр}}=30^\circ\text{К})}$ ( $^\circ\text{К}$ )	$\Delta T_{\text{нас}}$ ( $^\circ\text{К}$ )	$P_{i \text{ min}}$ при $\Delta P/P = 0,2$ ( $\text{вт}/\text{м}^2 \text{ гц}$ )	$N_{\text{нас}}$ (ед.)	
0,3	5 · 10 <sup>-4</sup>	2,2 · 10 <sup>-1</sup>	3 · 10 <sup>-27</sup>	3 · 10 <sup>4</sup>	
0,1		6 · 10 <sup>-3</sup>	1 · 10 <sup>-28</sup>	6,2 · 10 <sup>5</sup>	
0,03		2,8 · 10 <sup>-4</sup>	4 · 10 <sup>-30</sup>	2,5 · 10 <sup>7</sup>	
0,01		2 · 10 <sup>-5</sup>		3 · 10 <sup>-31</sup>	10 <sup>9</sup>

Из табл. видно, что чувствительность  $P$  по темп-ре антенны  $\Delta T = 5 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{К}$  обусловлена эффектом насыщения. Флуктуации темп-ры антенны  $\Delta T_{\text{нас}} > \Delta T$  для большей части диапазона и ограничивают миним. поток  $P_{i \text{ min}}$ , к-рый м. б. измерен с заданной точностью (20%).  $P_{i \text{ min}}$  определяется, в свою очередь, число доступных наблюдаемым источникам  $N_{\text{нас}}$ . Для антенн с очень большим  $A$  (высокое разрешение) эффекта насыщения нет, т. к. после нек-рого предела  $N$  убывает с уменьшением  $P$ .

В сантиметровом диапазоне эффект насыщения снимается из-за увеличения разрешающей способности. Т. о., при заданном  $A$  для наблюдения источников с потоком  $P_i$ ,  $P$  должен обладать разрешающей способностью значительно большей, чем  $\lambda^2/A$ , что выполнимо только в системах без жесткой связи между  $A$  и разрешением, т. е. в системах, в к-рых в той или иной форме применяется принцип апертурного синтеза [17].

**У. Спектрографы и поляриметры.** Для получения более полной информации об источниках радиозлучения, помимо плотности потоков и распределения яркости по источнику, необходимо измерять также спектры, характер и степень поляризации. В радиометре для исследования формы линии водорода  $\lambda = 21 \text{ см}$  вместо переключения с антенны на эквивалент применяется переключение принимаемых частот с частоты сигнала на соседнюю частоту. Для исследования характера поляризации излучения пользуются различными методами. Простейший, предназначенный для изучения линейной поляризации, заключается в использовании чувствительной к линейной поляризации антенны, к-рую вращают вокруг направления наблюдения. Может быть использован двухантенный интерферометр со скрещенными поляризациями антенн. В этом случае взаимно-перпендикулярные компоненты неполяризованного излучения некогерентны и не дают сигнала на выходе радиointерферометра, в то время как поляризованная волна разбивается на 2 когерентные взаимно-перпендикулярные компоненты, находящиеся в определенных фазовых соотношениях друг с другом и дающие на выходе радиointерферометра сигнал, зависящий от характера поляризации. Для одновременной записи всех параметров поляризации применяются спец. радиометры с поляризационными модуляторами [17].

Лит.: 1) Троицкий В. С., «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, вып. 5, с. 601; 2) Троицкий В. С., Цейтлин Н. М., «Изв. Высших учебн. зав. Радиофизика», 1961, т. 4, № 3; 3) Hines J. N., Tingyi Li, Tur-

rin R. H., «Bell System Techn. J.», 1963, v. 42, № 4, pt 2; 4) Allen L. R. [a. o.], «Monthly Notices Roy. Astron. Soc.», 1962, v. 124, № 6, p. 477; 5) Болтон Д., Радиотелескопы, в кн.: Телескопы, под ред. Дж. Койпера и В. Миддлхерста, пер. с англ., М., 1963; 6) Калачев П. Д., Саломонович А. Е., «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 3; 7) Хайкин С. Э., Кайдановский Н. Л., «ПТЭ», 1959, № 2; 8) Jelly J. V., «Proc. IEEE», 1963, v. 51, № 1; 9) Корольков Д. В. [и др.], «ДАН СССР», 1963, т. 149, № 1; 10) Disker H., «Rev. Scient. Instrum.», 1946, v. 17, № 7, p. 268; 11) Большаков Н. А., Парийский Ю. Н., «Изв. ГАО», 1960, т. 21, вып. 5, № 164; 12) Дрейк Ф. Д., в кн.: Телескопы, под ред. Дж. Койпера и В. Миддлхерста, пер. с англ., М., 1963; 13) Бутусов К. П., Гольнев В. И., Мехтиев А. Ш., «Изв. ГАО», 1960, т. 21, вып. 5; 14) Проzorov В. А., там же, 1964, № 172; 15) Бункин Ф. В., Карлов Н. В., «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 4; 16) Oort J. H., ВСАР — memo 13, 22/2, 1962; 17) Парийский Ю. Н., Хайкин С. Э., «Изв. ГАО», 1964, № 172; 18) Егорова Т. М., Рыжков Н. Ф., там же, 1960, т. 21, вып. 5, № 164; 19) Корольков Д. В., Соболева П. С., Гельфрейх Г. Б., там же.

Д. В. Корольков.

**РАДИОТЕОДОЛИТ** — наземная, обычно стационарная, радиоаппаратура УКВ, применяемая в метеорологич. службах для температурно-ветрового зондирования атмосферы (см. *Радиозонд*). С помощью  $P$  осуществляется автоматическое или ручное радиолокационное сопровождение радиозонда по угловым координатам (азимуту  $\beta$  и углу места  $\epsilon$ ) и прием передаваемой им информации (давления, темп-ры и влажности).

Скорость и направление ветра рассчитываются по данным  $\beta$ ,  $\epsilon$  и высоте радиозонда  $H$ , определяемой на основании *барометрической формулы* по темп-ре и давлению, измеряемым радиозондом.

Конструктивно современный  $P$  подобен приемной части радиолокационной станции (см. *Радиолокация*), предназначенной для точного измерения угловых координат методом равносигнальной зоны. Вместо передатчика и дальномера  $P$  имеет канал выделения и регистрации сигналов радиозонда. Достоинство метода  $P$  — совмещение радиоветровых и радиозондовых наблюдений и большая дальность действия. При одинаковой чувствительности с радиолокаторами (ок.  $10^{-13} \text{ вт}$ ) и мощности передатчика радиозонда в неск. сотен *мет* дальность действия  $P$  достигает сотен *км*. Принципиальный недостаток — уменьшение точности определения скорости ветра при малых углах места (что обычно соответствует большим высотам), пропорциональное  $1/\sin^2 \epsilon$ . В связи с этим наблюдения с  $P$  постепенно вытесняются наблюдениями с ответчиком, при к-рых, кроме угловых координат, методом вторичной радиолокации измеряется наклонная дальность, или радиолокационными наблюдениями за уголковым отражателем, подвешиваемым к шару с радиозондом. Распространенные частоты  $P$ : 216, 403 и 1680 *Мгц*.

Лит.: 1) Руководство по метеорологическим приборам и наблюдениям. ВМО, № 8, 2 изд., Л., 1962; 2) Калининский А. Б., Пинус Н. З., Аэрология, ч. 1, Л., 1961.

М. В. Кречмер.

**РАДИОФИЗИКА** — область физики, в к-рой изучаются физ. процессы в системах радиоэлектроники и их элементах. Т. к. радиоэлектроника и  $P$  интенсивно развиваются, то невозможно точно очертить границы  $P$ . Можно лишь перечислить и охарактеризовать направления физики, непосредственно связанные с современной радиоэлектроникой.

1) **Электрические колебания и волны** в различных электрич. цепях, системах и средах. Теоретические и экспериментальные исследования электрич. колебаний в системах с сосредоточенными параметрами и в непрерывных с распределенными параметрами средах являются основой для разработки различных методов возбуждения, усиления и преобразования колебаний с частотами от единиц *гц* до  $10^{11} \text{ гц}$  и выше. Рассмотрение колебат. процессов в реальных системах с учетом особенностей применяе-



мых нелинейных устройств (электронные лампы, СВЧ электронные приборы, газоразрядные приборы, полупроводниковые приборы, элементы с ферромагнетиками и ферритами и др.) позволяет выяснить возможности различных систем и открыть новые пути создания генерирующих, усилительных и преобразоват. устройств различных диапазонов частот (см. *Автоколебания, Параметрическое возбуждение колебаний, Параметрический усилитель* и др.).

В современной Р. исследуется поведение различных колебат. систем под влиянием случайных, в частности флуктуационных процессов, протекание этих процессов и методы выделения сигнала, несущего информацию, из совокупности полезных и случайных (напр., шумовых) сигналов.

Перечисленные задачи и методы их рассмотрения тесно связаны с общей математич. теорией колебаний, теорией автоматического регулирования (см. *Управление и регулирование автоматическое*), информации теорией и кибернетикой, к-рые являются обобщением закономерностей, изучаемых в Р., на процессы, протекающие в различных механических, электрических, биологических и др. системах.

2) Электронные процессы в вакууме, газах и в твердом теле, в особенности во взаимодействии с электрич. колебаниями или электромагнитными волнами радиочастот.

а) Изучение взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями в вакууме позволило усовершенствовать электронные лампы (характеризующиеся статич. управлением электронными потоками) и расширить диапазон их эффективного применения до частот порядка  $(3-5) \cdot 10^9$  гц; с другой стороны, разработанные на основе этих исследований СВЧ электронные приборы, характеризующиеся динамич. взаимодействием электронных пучков и электромагнитных волн (*магнетрон, клистрон, лампа бегущей волны, лампа обратной волны, клинотроны* и др.), позволили создать эффективные генераторы, усилители и преобразователи СВЧ ( $\approx 3 \cdot 10^{11}$  гц и выше). Р. здесь решает задачи, близкие к проблемам, связанным с *ускорителями заряженных частиц*, но имеет своей целью решение обратной задачи — преобразование энергии источников постоянного тока в энергию высокочастотных и СВЧ электрич. колебаний.

б) Изучение особенностей газоразрядных приборов (*триатрон, тригatron, спец. разрядники* и др.) и общего исследования физ. свойств газоразрядной плазмы дает новые возможности применения этих приборов в радиоэлектронике (включая и СВЧ-системы).

в) Изучение свойств полупроводников,  $p-n$ -переходов и электрич. свойств нек-рых кристаллов привело к созданию приборов для генерации, усиления и преобразования электрич. колебаний различных частот от низких до частот оптич. диапазона. Такими приборами являются полупроводниковые приборы (*полупроводниковые диоды, полупроводниковые триоды, параметрические и многослойные диоды* и др.), *молекулярные генераторы* радиочастот, парамагнитные *квантовые усилители* и квантовые генераторы оптического и инфракрасного диапазонов (см. *Оптический генератор*).

3) Излучение и распространение радиоволн. Теоретические и экспериментальные исследования различных типов антенн для различных диапазонов длин волн и их электродинамич. расчет, а также изучение распространения электромагнитных волн в различных направляющих системах (*волновод, коаксиальная кабель и двухпроводные линии*, з а м е д л я ю щ и е с я системы электронных приборов СВЧ, и т. п.) играют важную роль в создании систем

радиосвязи, элементов генерирующих передающих и приемных устройств и спец. устройств радиоэлектроники.

Очень важно изучение распространения радиоволн над поверхностью Земли и под ней с учетом сложных конкретных условий, связанных с непостоянными геофизическими и космич. факторами. Исследование особенностей распространения радиоволн различных диапазонов длин волн на земных и космич. трассах возможно лишь на основе систематич. накопления новых сведений о свойствах *тропосферы, ионосферы, околоземного космич. пространства* и толщи Земли.

Развитие перечисленных направлений Р. сопровождается открытием новых явлений, находящихся применения в радиоэлектронике. Одновременно нек-рые направления, составлявшие часть Р., выделяются в самостоятельные области, напр. *радиоастрономия, радиометеорология, радиоспектроскопия* и др. В этих разделах науки круг рассматриваемых вопросов существенно выходит за рамки задач Р., и радиофизич. методы служат лишь средствами изучения явлений, лежащих за пределами радиоэлектроники.

Лит.: 1) Г о р е л и к Г. С., *Колебания и волны* (Введение в акустику, радиофизику и оптику), 2 изд., М., 1959; 2) К а л и н и н В. И., Г е р ш т е й н Г. М., *Введение в радиофизику*, М., 1957. В. В. Мигулин.

**РАДИОХИМИЯ** — область химии, в к-рой изучаются химич. и физико-химич. свойства радиоактивных изотопов.

Методы Р. основаны на зависимости химич. свойств нуклида гл. обр. от заряда ядра и лишь в небольшой степени от его массы. Поэтому радиоактивный нуклид, смешанный с устойчивым изотопом («носителем») в том же химич. соединении, будет вести себя в хим. отношении как устойчивый изотоп, сохраняя свои характерные радиоактивные свойства. Однако могут быть (особенно в случае легких элементов, где массы изотопов могут значительно отличаться между собой) существ. различия в скоростях реакции (и соответственно, в положениях химич. равновесия) между одним изотопом и др. Так, напр., применение  $C^{14}$  как изотопного индикатора  $C^{12}$  может ввести ошибку  $\sim 10\%$  в определении скорости реакции. Эти изотопич. эффекты особенно важны для трития  $H^3$  — единственного радиоактивного изотопного индикатора в случае водорода, но становятся незначительными при увеличении массы исследуемого элемента.

Основная масса вновь открытых изотопов отличается малым периодом полураспада и поэтому присутствует в растворах в ничтожно малых концентрациях. В связи с этим одно из основных направлений Р. — исследование поведения вещества при бесконечных разведениях. Были установлены особенности поведения радиоактивных изотопов при бесконечных разведениях, связанные прежде всего с невозможностью их выделения в виде собственной твердой фазы. Поэтому для их выделения применяются принципиально новые методы — соосаждение с носителем, экстракция и т. д.

Совр. период развития Р. связан с появлением ядерных реакторов (мощных источников нейтронов и радиоактивных изотопов — продуктов деления) и мощных ускорителей. Этот период характеризуется синтезом и исследованием хим. свойств искусственно радиоактивных элементов. Широкое развитие получили исследования состояния радиоактивных элементов в разбавленных растворах, изучение методов их выделения и концентрирования (электрохимических, ионнообменных и др.). Развиваются работы в области химии горячих атомов, связанные с изучением реакций, происходящих с радиоактивными изотопами непосредственно вслед за ядерной реакцией, когда образовавшиеся атомы обладают высокой реакционной способностью.

Методы радиохимич. анализа применяются также при исследовании элементного и изотопного состава мишеней, подвергнутых облучению, в частности облучению частицами высокой энергии, когда получается сложная смесь продуктов ядерных реакций. Радиохимич. методы лежат в основе получения ядерного горючего ( $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ ) для ядерных реакторов. Они играют важную роль в технологии регенерации отработавшего в реакторе урана и выделения из него плутония и продуктов деления, а также в технологии получения радиоактивных изотопов. В связи с этим развиваются и исследования хим. свойств естественно-радиоактивных элементов. Значит. долю радиохимич. исследований составляют поиски новых трансурано-вых элементов и изучение их свойств.

Лит.: 1) Старик И. Е., Основы радиохимии, М. — Л., 1959; 2) Х а н О., Прикладная радиохимия, перевод, М. — Л., 1947; 3) Б р о д а Э., Современное состояние радиохимии, пер. с англ., 2 изд., М., 1953; 4) Использование радиоактивности при химических исследованиях, ред. А. Валь, Н. Боннер, пер. с англ., М., 1954; 5) С и б о р г Г. Т., К а ц Дж. Д., Химия актинидных элементов, пер. с англ., М., 1960; 6) В д о в е н к о В. М., Трансуранные элементы, М. — Л., 1961; 7) Радиохимия и химия ядерных процессов, под ред. А. Н. Мурзина (и др.), Л., 1960.

**РАДИУС ИНЕРЦИИ** — линейная величина  $h$ , через к-рую момент инерции относительно данной оси тела массы  $M$  определяется равенством  $I = Mh^2$ . Напр., для однородного шара радиуса  $R$  п. и. относительно оси, проходящей через центр шара, равен  $\sqrt{0,4 R} \approx 0,632 R$ .

**РАДИУСЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ** — см. *Электромагнитная структура элементарных частиц*.

**РАДИУСЫ ЯДЕР**. Атомное ядро представляет собой систему связанных протонов и нейтронов, занимающую объем малого радиуса  $R_{\text{ядр}} \approx 10^{-12}$  см.

Радиус ядра значительно меньше радиуса атома ( $R_{\text{ат}} \approx 10^{-8}$  см). См. *Размеры ядер*.

**РАДЛЮКС** (рлх, rlx) — одно из наименований (выходящее из употребления) единицы измерения светности (светимости) источника света (поверхностной плотности испускаемого им светового потока) в абс. системе световых единиц МКСС (*м-кв-сек-свеча*).

1 Р. равен светности одинаково во всех точках светящейся плоской поверхности, к-рая испускает в одну сторону от себя световой поток в 1 люмен с каждого кв. метра площади. Наименование Р. показывает, что, в отличие от единицы освещенности люкса, единица светности относится к излучающей, а не к освещаемой поверхности. ГОСТ 7132—56 «Световые единицы» устанавливает для единицы светности наименование не Р., а люмен на кв. метр ( $лм/м^2$ ). 1 Р. =  $10^{-4}$  радфот. Г. Д. Бурдун.

**РАДОН** Rn — радиоактивный хим. элемент нулевой группы периодич. системы Менделеева; п. н. 86, ат. вес 222. Р. — наиболее долгоживущий ( $T_{1/2} = 3,8$  дня) изотоп эманации.

**РАДФОТ** (рф, rph) — применяемое иногда наименование единицы измерения светности источника света (поверхностной плотности испускаемого им светового потока) в абс. системе световых единиц СГСЛ (*см-г-сек-люмен*). 1 Р. равен светности одинаково во всех точках светящейся плоской поверхности, к-рая испускает в одну сторону от себя световой поток в 1 люмен с каждого кв. сантиметра площади.

Приставка «рад» (сокращ. от «радиация») служит для отличия единицы светности от одинаковой с ней по размерности и величине единицы освещенности — фота. 1 Р. =  $10^4$  радлюкс. Г. Д. Бурдун.

**РАЗБЕГАНИЕ ГАЛАКТИК** — термин, применяемый для обозначения расширения совокупности галактик (внегалактич. туманностей), обнаруживаемого по красным смещениям линий в их спектрах. См. *Космология*.

**РАЗВЕРТКА электронная** — перемещение электронного луча в *электроннолучевом приборе* (осциллографической трубке, кинескопе, электроннооптическом преобразователе и т. п.) с целью изучения функциональной зависимости нек-рой физ. величины от независимой переменной.

Наиболее распространено исследование процессов во времени (в р е м е н н а я Р.). При рассмотрении исследуемого процесса в прямоугольной системе координат в зависимости от *отклоняющей системы* электронного луча в качестве временной Р. применяют генераторы пилообразного напряжения или генераторы пилообразного тока. Эти устройства обеспечивают передвижение электронного луча с постоянной скоростью и позволяют получить линейный масштаб по оси времени (л и н е й н а я Р.), в то время как наблюдаемая величина вызывает отклонение вдоль др. оси. В нек-рых случаях информация о наблюдаемой величине осуществляется не отклонением луча, а изменением его яркости. Для наблюдения редко повторяющихся или однократных процессов применяются устройства, способные генерировать одиночные импульсы пилообразного напряжения или тока в момент действия исследуемого процесса (см. *Осциллограф электроннолучевой, Ждущая развертка*).

Размеры экрана электроннолучевой трубки или кинескопа ограничивают длину линейной Р., а следовательно, и возможность детального рассмотрения процесса, длящегося больше, чем время прохождения электронного луча к экрану при выбранной скорости Р. Для устранения этого недостатка применяют популярную систему координат и соответственно круговую или спиральную Р. Такие Р. создаются одновременной подачей на две взаимно-перпендикулярные отклоняющие системы двух сдвинутых по фазе на  $90^\circ$  синусоидальных напряжений или токов с постоянной амплитудой (к р у г о в а я Р.) или с амплитудой медленно изменяющейся по сравнению с их периодом (с п и р а л ь н а я Р.).

При наблюдении функциональной зависимости изучаемой величины не от времени, а от к.-л. другой независимой переменной последняя, в свою очередь, всегда является ф-цией времени. Так, напр., при изучении зависимости анодного тока электронной лампы от напряжения на ее управляющей сетке анодный ток или падение напряжения на известном сопротивлении, пропорциональное этому току, воздействует на одну отклоняющую систему осциллографич. трубки, а сеточное напряжение (независимая переменная), изменяясь по к.-л. закону во времени, воздействует на вторую отклоняющую систему. Т. о. время, в явном или неявном виде, всегда участвует в Р.

Наряду с осциллографическими применениями Р. играет весьма важную роль в *радиолокации, радионавигации и телевидении*. И. С. Абрамсон.

**РАЗВЕРТКА ОПТИЧЕСКАЯ** — метод непрерывного исследования во времени пространственно-временных изменений, происходящих при быстро протекающих явлениях (взрыв, горение, электрич. разряд и т. д.); осуществляется смещением изображения изучаемого объекта на экране или фотопленке (либо смещением фотопленки относительно изображения). Существует 3 способа Р. о.: механический, оптико-механический (зеркальная развертка) и электронно-оптический.

Схема м е х а н и ч. с п о с о б а Р. о. (рис. 1). При взрыве заряда фронт детонации  $nn$ , перемещающийся по стрелке  $K$ , изображается объективом  $O_1$  в плоскости цели  $S$ , к-рая вырезает из него нек-рый элемент  $m$ . Объектив  $O_2$  изображает этот движущийся вдоль цели элемент на фотопленке  $F$  (точка  $m'$ ), к-рая располагается на поверхности барабана  $B$ . При вращении барабана изображение элемента описывает на

его поверхности кривую  $MN$ , угол наклона касательной к к-рой в данной точке характеризует скорость распространения детонации согласно Ф-ле:  $v_d = (v_0/\beta) \operatorname{tg} \varphi$ , где  $v_d$  — скорость распространения детонации,  $v_0$  — линейная скорость вращения барабана,  $\beta$  — увеличение оптич. системы. Достижимая линейная скорость вращения барабана: при

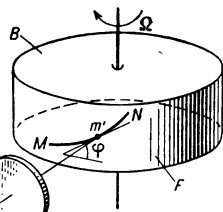


Рис. 1.

крепления пленки снаружи — 100 м/сек, при креплении внутри — до 300 м/сек (в вакууме).

Разрешение во времени определяется временем, за к-рое изображение элемента  $m'$  проходит свою собственную ширину, т. е.  $\Delta t = m'/v_0$ ; при ширине изображения

$m' = 0,1$  мм разрешение во времени может достигать  $3 \cdot 10^{-7}$  сек.

Схема оптико-механического способа (зеркальной) Р. о. (рис. 2). Развертка изображения фронта изучаемого процесса производится вращающимся плоским зеркалом или зеркальным многогранником  $E$ . При вращении многогранника на фотопленке  $F$  (или на экране) записывается след движения точки  $m'$  в виде кривой  $MN$ . Угол наклона касательной в данной точке, подобно предыдущему, характеризует скорость движения явления:  $v_d = (v_p/\beta) \operatorname{tg} \varphi$ , где  $v_p$  — скорость развертки изображения на фотопленке. В общем случае развертка происходит по внешней ветви улитки Паскаля, ур-ние в полярных координатах к-рой:  $\rho = 2l \cos \omega + 2R$ , где  $R$  — расстояние от оси вращения до от-

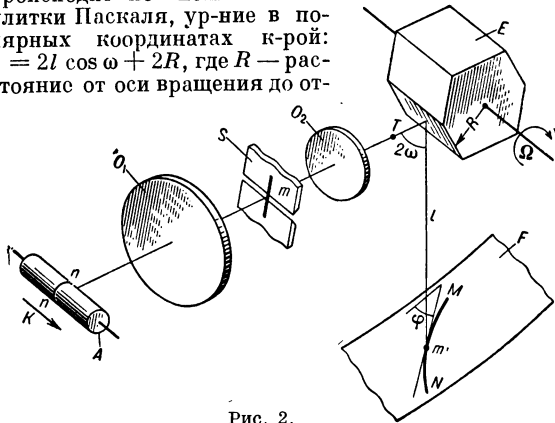


Рис. 2.

ражающей грани зеркального многогранника,  $l$  — радиус развертки,  $\omega$  — угол поворота зеркала. Скорость развертки может быть определена по приближенной Ф-ле (с точностью до 0,5%):  $v_p = 2l\Omega(1 + m \cos \omega)$ , где  $\Omega$  — угловая скорость вращения зеркала, а  $m = R/l$ . При построении зеркальной Р. о. улитка Паскаля аппроксимируется окружностью так, чтобы дефокусировка изображения относительно фотопленки была минимальной. В частном случае, когда отражающая плоскость зеркала проходит через ось вращения, т. е.  $R = 0$ , развертка происходит по окружности, скорость развертки при этом  $v_p = 2l\Omega$ . Угловая

скорость движения зеркала может быть доведена при электрич. приводе с редуктором до 100 тыс. об/мин, при воздушных и гелиевых турбинных приводах — до 200—600 тыс. об/мин. Если предмет или его изображение лежит перед вращающимся зеркалом (напр., точка  $T$  на рис. 2), то развертка изображения происходит по внутренней ветви улитки Паскаля:  $\rho = 2l \cos \omega - 2R$ . Такой способ зеркальной развертки применяется в скоростных фотокамерах с зеркальным компенсатором движения фотопленки при непрерывной ее перемотке. См. также *Киносъемка скоростная*.

Значительное увеличение скорости зеркальной Р. о. можно получить при помощи многократного отражения от вращающихся навстречу друг другу зеркал с гранями, наклонными к оси вращения (см. *Киносъемка скоростная*, рис. 3). Угловая скорость луча приближенно выражается Ф-лой:  $\Omega = 2n\omega$ , где  $n$  — число отражений,  $\omega$  — угловая скорость вращения зеркал. Линейная скорость записи может достигнуть 60 000 м/сек, а разрешение во времени  $2 \cdot 10^{-9}$  сек.

Для получения Р. о. применяют также *электронно-оптические преобразователи*. В них исследуемое явление проектируется на фотокатод преобразователя. С помощью переменного электрич. или магнитного поля осуществляется временная развертка потока фотоэлектронов и на экране преобразователя получается Р. о. исследуемого явления, к-рая фотографируется обычным фотоаппаратом. Скорость записи при такой развертке достигает 300 000 м/сек, а разрешение во времени  $10^{-9} - 3 \cdot 10^{-10}$  сек.

Р. о. часто применяется при исследовании кратковременных импульсных источников света, молний и др. При исследовании временной зависимости яркости свечения импульсного источника света последний (или отдельные части его) отображают либо непосредственно объективом на быстро движущуюся фотопленку (укрепленную на вращающемся барабане), либо с помощью объектива и вращающегося зеркала (подобно рис. 2) — на неподвижную фотопленку. В обоих случаях временные изменения яркости источника преобразуются в пространственно разделенные.

При исследовании временных изменений яркости отдельных спектральных линий источник отображается объективом на щель спектрографа, а в фокальной плоскости камерного объектива спектрографа устанавливают временную щель и вращающийся барабан с фотопленкой. Временную развертку спектральных линий можно также осуществить и при неподвижной пленке, если за объективом камерной части спектрографа установить вращающееся зеркало. При вращении зеркала изображение спектра перемещается вдоль неподвижной пленки. Линейные размеры изображения источника должны быть при этом значительно меньше высоты щели. Если источник имеет большие размеры, то спектральную щель следует заменить точечной диафрагмой.

Лит.: 1) Дубовик А. С., *Фотографическая регистрация быстро протекающих процессов*, М., 1964; 2) Ванюков М. П., «УФН», 1956, т. 60, вып. 2, с. 295.

#### РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

А. С. Дубовик.  
на компоненты или фракции осуществляется в промышленности неск. методами. Основные из них: метод *глубокого охлаждения* — *конденсация фракционированная* в сочетании с *ректификацией* и абсорбцией; сорбция селективными жидкими поглотителями (применяется гл. обр. при очистке газовых смесей от  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{NH}_3$  и др.); сорбция селективными твердыми поглотителями (неподвижными, движущимися или «псевдооживленными»). Наибольшее применение нашел 1-й метод, обеспечивающий четкое Р. г. с. при минимальном расходе энергии. Для разделения углеродородных газов иногда применяется компрессионный метод, основанный на сжатии газов, при к-ром тя-

железные углеводороды переходят из паровой фазы в жидкую (обычно применяется в комбинации с др. методами). См. также *Разделение изотопов*.

**РАЗДЕЛЕНИЕ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ** на компоненты или фракции осуществляется в промышленности неск. методами. Основные из них: различные варианты *дистилляции* и *ректификации*, основанных на *Коновалова законе*, согласно к-рому в парах, образующихся из кипящей жидкой смеси, преобладает содержание одного из компонентов (в случае норм. смесей — низкокипящего); жидкостная экстракция — извлечение растворенного вещества из раствора при помощи селективного растворителя; *адсорбция* и *ионный обмен*. Все эти процессы относятся к массообмену, при к-ром происходит переход компонентов жидкой смеси из одной фазы в другую. См. также *Разделение изотопов*.

**РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ** основано на различиях физ. и хим. свойств *изотопов* и их соединений. Эти различия, обусловленные разницей масс изотопов, для большинства элементов весьма малы, что сильно осложняет задачу Р. и. и обычно приводит к необходимости многократного повторения единичной (первичной) операции обогащения. Р. и. применяется при производстве ядерного горючего и др. материалов, необходимых для получения ядерной энергии. Р. и. необходимо также для получения *изотопных индикаторов*, для выделения чистых изотопов с целью изучения их ядерных свойств и превращений и т. д.

Во всякой разделит. установке исходная смесь делится по меньшей мере на 2 фракции, одна из к-рых обогащается концентрируемым изотопом за счет других. Эффективность разделит. установки характеризуется *производительностью G*, показывающей, какое количество исходной смеси подвергается разделению в ед. времени, и *коэф. и. а.* Этот коэф. наз. также *кратностью обогащения*. В бинарной смеси  $\alpha = [c' / (1 - c')] : [c'' / (1 - c'')]$ , где  $c'$  и  $1 - c'$  — молярные доли легкого и тяжелого изотопов в обогащенной легким изотопом (легкой) фракции,  $c''$  и  $1 - c''$  — молярные доли тех же изотопов в обедненной (тяжелой) фракции. Если  $\alpha - 1 \ll 1$ , как это имеет место для большинства методов Р. и., то вводят понятие *коэф. и. а.*  $\alpha$  обычно связано с уменьшением  $G$ . Поэтому методы, обеспечивающие высокие значения  $\alpha$ , не всегда оказываются экономически выгодными. Выбор способа Р. и. определяется природой элемента и содержанием в нем концентрируемого изотопа, заданной степенью разделения ( $q = \alpha^N$ ;  $N$  — общее число ступеней разделения), необходимой производительностью, стоимостью аппаратуры и сырья и т. д. Для Р. и. применяются молекулярно-кинетич. методы и электромагнитный метод.

**Молекулярно-кинетические методы Р. и.** основаны на различии средних статистич. свойств изотопных соединений, обусловленном различием масс изотопных молекул. Значения  $\alpha$  для этих методов, как правило, невелики, в то время как значения  $G$  могут быть большими. Существуют след. основные молекулярно-кинетич. методы.

**Газовая диффузия** через пористые перегородки. При достаточно низких давлениях, когда длина свободного пробега молекул значительно превышает средний диаметр пор (т. е. свободно-молекулярное течение, кнуденовская диффузия, или *эффузия*), каждый компонент смеси движется независимо от других под действием градиента своего парциального давления. Скорость этого движения пропорциональна частоте столкновений молекул с поверхностью пор, т. е. пропорциональна средней тепловой скорости молекул  $\bar{v} = \sqrt{8RT/\pi M}$ , где  $T$  — абс. темп-ра,  $R$  — газовая постоянная,  $M$  — молекулярный вес. Поскольку  $\bar{v}_1 > \bar{v}_2$  при  $M_1 < M_2$ , часть смеси, проникшая через пористую перегородку, обогащается легким изотопом. При истечении в вакуум достигает макс. значение  $\alpha_0 = \sqrt{M_2/M_1}$ . Для большинства элементов  $\alpha_0 \approx 1$  удобнее рассматривать не  $\alpha_0$ , а коэф.

обогащения  $\epsilon_0 = \alpha_0 - 1 = \Delta M/2M$ . Обычно диффузия через перегородку происходит не в вакуум, а в пространство, заполненное тем же газом при пониженном давлении. Поэтому действительный коэф. обогащения  $\epsilon < \epsilon_0$  вследствие частичного обратного перетекания обогащенной смеси. Кроме того, для получения достаточной производительности процесс может вестись при более высоких давлениях, когда длина свободного пробега сравнима с диаметром пор. В этом случае заметную роль играют столкновения между молекулами, содержащими разные изотопы. В результате скорости диффузии через перегородку частично выравниваются, что приводит к дальнейшему уменьшению  $\epsilon_0$ . Аналогичное влияние оказывает также вязкий поток смеси через поры, появляющийся при этих давлениях.

Газодиффузионная ступень включает в себя диффузионную ячейку (рис. 1) с пористой перегородкой и компрессор, сжимающий газ. Ступени соединяются в каскад. Газодиффузионный метод применяется для разделения изотопов U в крупных промышленных масштабах. При разлении газообразного  $UF_6$  (т. е. смеси молекул  $U^{235}F_6$  и  $U^{238}F_6$ )

$$\epsilon_0 = \Delta M/2M = 3/2 \cdot 350 = 0,0043.$$

**Термодиффузия** в газовой или жидкой смеси сопровождается градиентом концентрации компонентов смеси (см. *Термодиффузия*). Возникающий при этом термодиффузионный поток можно использовать для разделения компонентов смеси. В большинстве газовых смесей в холодной области неск. возрастает концентрация тяжелого газа, в нагретой — легкого. Первичный коэф. Р. и. выражается ф-лой  $\epsilon_0 = \gamma \Delta T/T$ , где  $\gamma$  — постоянная термодиффузии, зависящая от относит. разности масс и характера межмолекулярных сил,  $T = (T_1 + T_2)/2$ . Для умножения небольшого первичного эффекта применяется противоточная термодиффузионная колонна, состоящая из охлаждаемой снаружи вертикальной тру-

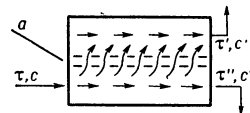
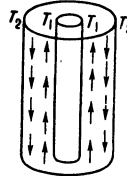


Рис. 1. Диффузионная ячейка. На вход поступает поток  $\tau$  с концентрацией  $c$ . Часть потока проходит через пористую перегородку  $a$  и обогащается легким изотопом, образуя легкую фракцию  $\tau'$  с концентрацией  $c'$ ; часть газа, не прошедшая через пористую перегородку, бедняется легким изотопом и образует тяжелую фракцию  $\tau''$  с концентрацией  $c''$ .

Рис. 2. Термодиффузионная колонна с кольцевым зазором:  $T_1$  — темп-ра центральной трубки больше, чем  $T_2$  — темп-ра наружной трубки.



ки, в центре к-рой помещается нагреваемая металлич. нить или трубка меньшего диаметра (рис. 2). Разность темп-р создает вертикальный конвекционный поток газовой смеси и одновременно вызывает непрерывно идущее поперечное термодиффузионное разделение; изотоп, собирающийся около нагретой трубки  $T_1$ , уносится конвективным потоком к верхнему концу колонны, тогда как др. изотоп увлекается вниз. В верхней части колонны концентрируется один изотоп (легкий), в нижней части — другой. При достаточной длине колонны можно достичь почти полного разделения смеси. Метод термодиффузии неэффективен для промышленного Р. и. вследствие больших затрат энергии на поддержание разности темп-р. Однако благодаря простоте конструкции и удобства эксплуатации термодиффузия с успехом применяется для Р. и. в лабораторном масштабе. Этим методом был получен гелий с содержанием  $0,2\%$   $He^3$  (природное содержание  $He^3$   $1,5 \cdot 10^{-8}\%$ ); получены изотопы  $O^{18}$ ,  $N^{15}$ ,  $C^{13}$ ,  $Ne^{20}$ ,  $Ne^{22}$ ,  $Cl^{35}$ ,  $Kr^{84}$ ,  $Kr^{86}$ , с концентрацией  $\sim 99,5\%$  [1, 5]. Термодиффузия в жидкой фазе применялась для Р. и. урана [2].

**Масс-диффузия** основана на том, что в тройной смеси, состоящей из двух изотопов и 3-го газа, при наличии градиента концентрации 3-го (разделительного) газа

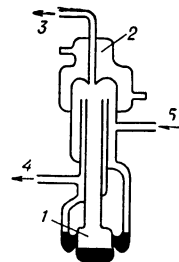
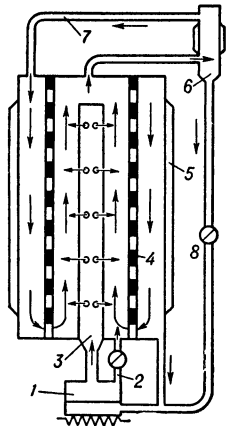


Рис. 3. Ртутный разделит. насос Герцера: 1 — испаритель; 2 — конденсатор ртутного пара; 3 — легкая фракция; 4 — тяжелая фракция; 5 — поток питания.

(т. е. при наличии его направленного потока) возникает противоположно направленный градиент концентрации легкого изотопа, имеющего более высокий коэф. диффузии (другими словами, возникает эффект Р. и. за счет разности скоростей диффузии данных изотопов в потоке 3-го газа). Поток масс-диффузии  $J_m = -\rho D_{12} \epsilon c (1 - c) \cdot \text{grad} (\ln \xi)$ , где  $\rho$  — плотность изотопной смеси,  $c$  — концентрация легкого изотопа,  $\xi$  — концентрация 3-го газа. В качестве разделит. газа используются пары, к-рые можно легко конденсировать и отделить от смеси изотопов. Элементарный коэф. обогащения невелик; он выражается ф-лой:  $\epsilon_0 = (D_{13} - D_{23})/D_{13} = (M_2 - M_1)M_3/2M_1 (M_2 + M_1)$ , где  $D_{13}$ ,  $D_{23}$  — коэф. диффузии изотопов в 3-й газ. Процесс может осуществляться

как в установках однократного разделения — разделит. насосах, соединяемых в каскад (рис. 3), так и в противоточных колоннах (рис. 4), в к-рых осуществляется умножение первичного эффекта.

Эффект разделения при диффузии в струю пара был открыт Г. Герцем в 1922 г. Каскады из диффузионных насосов в 1934—



1939 гг. применялись для Р. и. Ne, H, A, N и C. В СССР каскады из усовершенствованных разделит. насосов с успехом применялись для получения изотопов Ne<sup>22</sup>, Ne<sup>20</sup>, A<sup>36</sup>, O<sup>18</sup>, C<sup>13</sup>, Kr<sup>86</sup>, S<sup>36</sup> [9].

В противоточных масс-диффузионных колоннах разделяющий пар подается из центральной трубки по всей высоте колонны. Пористая перегородка служит для предотвращения перемешивания обогащенного и обедненного потоков и для создания регулируемых извне вертикальных потоков газа. Первичный эффект разделения возникает при диффузии смеси в радиальном потоке пара. Противоточное движение в вертикальном направлении переводит радиальный эффект разделения в осевой. При этом происходит умножение эффекта, зави-

Рис. 4. Масс-диффузионная колонна: 1 — испаритель; 2 — линия доп. подачи пара; 3 — трубка для подачи пара в колонну (с отверстиями); 4 — пористая перегородка; 5 — конденсационная поверхность; 6 — конденсатор; 7 — возврат пара в колонну; 8 — возврат конденсата в испаритель.

сящее от высоты колонны. Каскад из 10 масс-диффузионных колонн применялся в СССР для концентрации Ne<sup>20</sup>, Ne<sup>22</sup>, A<sup>36</sup> и C<sup>13</sup> [9].

Масс-диффузия является перспективным методом Р. и. в полупромышленных масштабах.

При диффузии в сверхзвуковой струе газа, расширяющейся в пространстве с пониженным давлением [11], ввиду различия тепловых скоростей молекул изотопов возникает эффект разделения поперек струи (легкие, более быстрые молекулы концентрируются на периферии струи). Коэфф. обогащения получается того же порядка, что и в газовой диффузии через пористые перегородки. Практич. применения этот метод не получил.

Электролиз воды был первым промышленным методом получения тяжелой воды D<sub>2</sub>O. Скорость электролиза D<sub>2</sub>O меньше, чем H<sub>2</sub>O, и поэтому D<sub>2</sub> концентрируется в электролите (см. Дейтерий). Для получения чистой D<sub>2</sub>O достаточно повторить процесс 5—6 раз с доведением остатка до 1/10—1/20 каждый раз. Электролиз требует затраты значит. количеств электроэнергия (ок. 150 000 кт·ч на 1 кг D<sub>2</sub>O).

Электролиз можно применять для отделения Т от Н ( $\alpha = 14$ ). Для др. элементов электролиз не эффективен, т. к.  $\alpha \approx 1$ .

Метод миграции ионов основан на различии в подвижностях ионов при прохождении электр. тока через электролит. Более подвижные ионы концентрируются у катода. Метод применяется пока в лабораторной практике, при Р. и. лития в расплаве LiCl была достигнута степень разделения  $q = 300$  [6].

Центрифугирование. Перечисленные выше методы Р. и. необратимы, т. к. в них используется эффект разделения, существующий только в термодинамически неравновесных системах. Центрифугирование, как и дистилляция и изотопный обмен, основано на термодинамически равновесных свойствах смесей. Во вращающемся газе устанавливается равновесное распределение Больцмана:  $n = n_0 \exp(M\omega^2 r^2 / 2RT)$ , где  $\omega$  — угловая скорость,  $r$  — радиус вращения,  $n_0$  — плотность при  $r = 0$ . Если внутри полого цилиндра, вращающегося с линейной скоростью  $v$ , поместить смесь двух газов с молекулярными весами  $M_1$  и  $M_2$ , то каждый из них подчиняется распределению Больцмана со своим молекулярным весом. Поэтому макс. коэфф. разделения в радиальном направлении  $\alpha_0 = (n_{10}/n_{20}) / (n_{20}/n_{10}) \cdot \exp[(M_2 - M_1)v^2 / 2RT]$ . Поскольку  $\alpha_0$  зависит от абс. разности молекулярных весов, метод более эффективен для Р. и. тяжелых элементов (где эта разность выше). Для получения высоких  $\alpha_0$  требуются большие окружные скорости, что приводит к большим трудностям при разработке эффективных центрифуг. Для практич. использования первичного эффекта разделения применяется противоточная циркуляция, преобразующая радиальный градиент концентрации в аксиальный. Теория процесса рассматривалась Ю. Б. Харитоновым [7], Брэмли [8], Коэнном [4] и др. Центрифуги применялись для концентрирования C<sup>13</sup>, изотопов Kг, Хе и U<sup>235</sup> [12, 13].

Дистилляция (фракционная перегонка) основана на различии в равновесном составе жидкой и паровой фаз. Более легкое соединение (в большинстве случаев содержащее легкий изотоп) концентрируется в паровой фазе.  $\alpha$  выражается через отношение давлений насыщенных паров соответствующих соединений. Элементарный эффект разделения многократно умножается в дистилляционных колоннах благодаря противоточу фаз.

Значения  $\alpha$  уменьшаются с увеличением молекулярного веса изотопа и темп-ры. Поэтому дистилляция практически применяется для выделения изотопов легких элементов D, В<sup>10</sup>, В<sup>11</sup>, O<sup>18</sup>, N<sup>15</sup>, C<sup>13</sup>. Наиболее эффективен процесс дистилляции при низких температурах. Промышленное производство D<sub>2</sub> при дистилляции водорода впервые было осуществлено в СССР [10].

Изотопный обмен основан на различии хим. свойств изотопных соединений (см. Изотопный обмен). Как и в случае дистилляции, элементарный эффект разделения умножается в противоточной колонне. Изотопный обмен применяется для концентрирования изотопов легких элементов (D, В<sup>10</sup>, C<sup>13</sup>, S<sup>34</sup>, N<sup>15</sup>, O<sup>18</sup>).

Хроматографическое разделение основано на разной скорости адсорбции изотопных соединений (см. Хроматография). Практич. значения для разделения стабильных изотопов этот метод пока не имеет.

Достоинства молекулярно-кинетич. методов: 1) возможность экономичного Р. и. в промышленных масштабах; 2) почти полное отсутствие безвозвратных потерь вещества; 3) практически полное использование вещества в единичном цикле разделения. Недостатки этих методов: 1) в большинстве случаев Р. и. должно производиться в газовой фазе, тогда как не все элементы образуют достаточно устойчивые газообразные соединения; 2) разделению должно подвергаться значит. количество смеси; 3) установки для Р. и. либо не универсальны, либо обладают ограниченной универсальностью; 4) разделит. каскады и колонны должны содержать значит. количества концентрируемых изотопов.

Лит.: 1) Бродский А. И., Химия изотопов, М., 1952; 2) Смит Г., Атомная энергия для военных целей, пер. с англ., М., 1946; 3) Розен А. М., Теория разделения изотопов в колоннах, М., 1960; 4) Чоуэн К., The theory of isotope separation as applied to the large scale production of U<sup>235</sup>, N. Y., 1951; 5) Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956; 6) Proceedings of the International Symposium on isotope separation, Amsterdam, 1957, N. Y., 1958; 7) Харитон Ю. Б., «ЖТФ», 1937, т. 7, № 14, с. 1476; 8) Вратлеу А., «Science», 1940, v. 92, № 2399, p. 427; 9) Вердичителли И. Г. [и др.], в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 6, М., 1959 (Докл. советских ученых, № 2086); 10) Малков М. П. [и др.], там же, т. 6, М., 1959 (докл. № 2323); 11) Веккер Е. В. [а. о.], Proceedings of the Second United Nations International conference on the peaceful uses of atomic energy, A/conf. 15, P/1002; 12) Веамс Дж. В. [а. о.], там же, A/conf. 15, P/723; 13) Гроу В. Е. [а. о.], там же, A/conf. 15, P/1807.

А. А. Сазыкин.

Электромагнитный метод Р. и. основан на законах движения заряженных частиц в электрическом и магнитном полях. В принципе для Р. и. могут применяться либо комбинация постоянных электрического и магнитного полей, либо переменное электрич. поле. В 1-м случае Р. и. происходит из-за различия траекторий ионов с различными  $q/m$  ( $q$  — заряд иона,  $m$  — его масса), во 2-м случае — из-за различия времен пролета ионов. По существу любой масс-спектрометр является миниатюрной установкой для Р. и. Для получения относительно больших количеств разделенных изотопов широко применяются большие разделит. установки, работающие по принципу масс-спектрометра Демпстера с фокусировкой ионного пучка поперечным магнитным полем на 180°; в США такие установки наз. калотронами (рис. 5). Для Р. и. обычно применяют положит. однозарядные ионы.

Если магнитное поле — однородное, то при бесконечно узкой щели источника расстояние  $d$  между фокусами соседних изотопов с массами  $m$  и  $m + \Delta m$  (дисперсия) равно:  $d = \rho \Delta m / m$

( $\rho = c \sqrt{2mV} / H$ ,  $c$  — скорость света,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $qV$  — энергия иона; все величины выражены в системе единиц СГСЕ, а ширина  $b$  фокуса каждого изотопа (абберация) равна:  $b = \rho \sin^2(\phi/2) \approx \rho \phi^2 / 4$ , где  $\phi$  — угол раствора ионного пучка в плоскости, перпендикулярной  $H$ ). Полное Р. и. возможно только при  $b < d$ , т. е. при  $\phi < 2\sqrt{\Delta m/m}$ . Для того чтобы можно было пользоваться пучками с большим угловым раствором и обеспечить тем самым большую производительность разделит. установки, применяют неоднородные магнитные поля спец. формы — т. н. безаберрационные поля [1, 2, 3, 4]. С помощью таких полей удается хорошо фокусировать пучки с угловым раствором  $\phi$  до 25—30° при высоте

пучка  $h$  до  $\sim 20-40$  см ( $h$  — размер пучка вдоль  $H$ ). Однако для использования широких пучков с большой силой тока необходимо, кроме создания безбаррационного поля, преодолеть еще одну принципиальную трудность, связанную с пространств. зарядом пучка. Вследствие кулоновского расталкива-

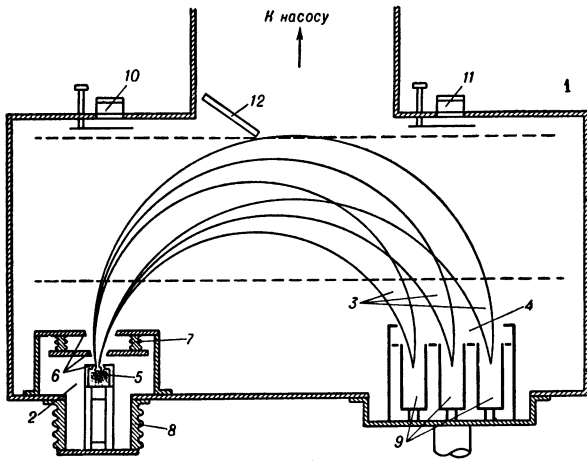


Рис. 5. Принципиальная схема установки для разделения изотопов электромагнитным методом: 1 — вакуумная камера; 2 — ионный источник; 3 — пучки ионов разделенных изотопов; 4 — приемник ионов; 5 — разрядная камера ионного источника; 6 — электроды ионнооптической системы источника; 7, 8 — изоляторы; 9 — карманы приемника; 10, 11 — смотровые окна; 12 — диафрагма для защиты насоса от запыления компонентами рабочего вещества. Вакуумная камера откачивается до давления  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст. мощными диффузионными насосами с общей скоростью откачки  $\sim 20$  тыс. л в 1 сек.

ния ионов ширина фокуса пучка оказывается меньшей дисперсии только при достаточно малой силе тока пучка [5]:

$$I < 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{\Delta m}{m} \cdot \frac{V^{3/2}}{\sqrt{A}} \cdot \frac{h}{\rho} \quad (1)$$

( $I$  выражено в а,  $V$  — в в;  $A$  — атомный вес разделяемого элемента). Напр., в случае олова ( $A = 117$ ,  $m/\Delta m = 117$ ) при  $V = 40$  кэ,  $\rho = 100$  см,  $h = 20$  см, общий ток ионов  $\text{Sn}^{2+}$ , согласно (1), должен быть ограничен величиной  $\sim 0,15$  ма; при этом ток ионов изотопа  $\text{Sn}^{117}$  (относит. концентрация к-рого в исходном веществе = 9,1%) равен  $\sim 14$  мк. Согласно закону Фарадея, производительность разделит. установки  $G$  связана с силой тока пучка однозарядных ионов  $I$  соотношением:  $G = 3,7 \cdot 10^{-2} AI$  г/час ( $I$  — в а). В рассматриваемом примере выделение изотопа  $\text{Sn}^{117}$  происходило бы со скоростью  $\sim 6 \times 10^{-5}$  г/ч. В действительности, однако, существуют условия, при к-рых возможна нейтрализация пространств. заряда пучка [3, 5]. Эта возможность связана с тем, что быстрые ионы, взаимодействуя с атомами остаточного газа в разделит. камере, образуют медленные положит. ионы и электроны; причем ионы выталкиваются электр. полем пучка на крышки камеры, а электроны удерживаются этим полем и компенсируют положительный пространств. заряд. При давлении остаточного газа  $p \sim 10^{-5}$  мм рт. ст. такая «автоматическая» компенсация пучка устанавливается за время  $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$  сек. Благодаря этому явлению оказывается возможным применять для Р. и. интенсивные ионные пучки при условии, если ионный источник обладает достаточной производительностью, а приемник ионов способен хорошо улавливать мощные пучки разделенных изотопов. В ионном источнике, применяемом для Р. и. [3, 4, 6, 7], пары рабочего вещества (получаемые обычно при высокой темп-ре) подвергаются ионизации в газовом разряде, горящем в продольном магнитном поле. Возникающие при этом ионы извлекаются из разряда электр. полем ионнооптической системы электродов, ускоряются этим полем и поступают в вакуумную камеру в виде сформированного ионного пучка. Вследствие неполной ионизации паров рабочего вещества и наличия в составе пучка ионов с различной кратностью заряда количество вещества, переносимого пучком однозарядных ионов, составляет обычно 10—20%, в наиболее благоприятных случаях не превышает  $\sim 50\%$  от количества испаренного вещества. В приемнике ионов [3, 4, 7] пучки разделенных изотопов попадают на стенки соответствующих отсеков и оседают на них в виде нейтральных атомов. Катодное распыление накопленного вещества и отражение ионов от стенок карманов приводит к непопому улавливаю вещества, переносимого ионным пучком. Накопленное вещество извлекается из приемника хим. методами; при этом существуют неизбежные потери. Коэфф. улавливания и извлечения, как правило, равен 50—80%. Т. о., общий коэфф. использования вещества в одном цикле Р. и. составляет обычно 5—15%, реже 30—50%.

Производительность разделит. установки определяется в первую очередь возможностью получения интенсивных ионных пучков с нейтрализованным пространств. зарядом. Совр. ионные источники [3, 6, 7] позволяют получать пучки однозарядных ионов различных элементов с силой тока порядка сотен ма при угловом расворе  $\phi$  до  $20-30^\circ$  [9]. Основная трудность в использовании таких пучков связана с тем, что колебания плотности плазмы в ионном источнике вызывают колебания плотности тока в ионном пучке, и это препятствует нейтрализации пространств. заряда пучка. Для преодоления этой трудности необходим спец. подбор геометрии и потенциалов электродов ионнооптической системы источника и режима разряда в источнике [8]. На практике режим работы разделит. установки выбирается из компромиссных условий, определяемых требованиями возможно большей  $G$  при заданном  $\alpha$ . В характерных режимах значения  $I$  лежат в пределах от десятков до сотен ма при  $\alpha$  от десятков до сотен, в зависимости от изотопного состава разделяемого элемента и требований к чистоте разделения [3, 7, 10].

Электромагнитным методом осуществляется разделение как стабильных, так и радиоактивных изотопов. Для разделения стабильных изотопов наряду с описанными выше большими установками типа «Калотрон» с отклонением ионного пучка на  $180^\circ$  [3, 7, 13] широко применяются установки значительно меньших размеров — с поворотом пучка на  $60^\circ$  и  $90^\circ$  [3, 11]. Для разделения радиоактивных изотопов, в частности изотопов трансуроновых элементов, как правило, применяются спец. большие установки с повышенной разрешающей способностью [1, 12, 13]. В этих установках безбаррационная фокусировка ионных пучков осуществляется либо в радиально-симметричных магнитных полях с углом поворота пучка, превышающим  $180^\circ$  (напр.,  $225^\circ$ ) [1, 13], либо в полях секторных магнитов (установка HERMES) [12]. В установках с радиально-симметричными полями удается получить примерно вдвое большую дисперсию ( $d \approx 20$  мм на 1% относ. разности масс) и  $\alpha = 1000$  [1]. Небольшие установки с секторными магнитами весьма удобны для приготовления чистых изотопных мишеней бомбардировочной металл. подложки пучками ионов разделенных изотопов [3, 11, 14], а также для Р. и. с малыми периодами полураспада [11, 3]. Электромагнитный метод применяется также для Р. и. постоянных (в частности благородных) газов, к-рое осуществляется либо методом внедрения ионных пучков в толщу металл. мишеней (с последующим извлечением разделенных изотопов прогревом мишеней в вакууме) [3, 15, 16], либо методом откачки разделенных газов из герметизированных коробок приемника [17]. Первый из этих методов позволяет получать высокообогащенные газовые мишени ( $\alpha \approx 100$ ), но отличается сравнительно небольшой  $G$ : плотность тока в пучке ограничена неск. десятками долями  $\text{ма}/\text{см}^2$ ; при этом коэфф. внедрения  $\approx 10^{-2}$ . Второй метод обладает большей  $G$ , но значительно меньшим ( $\sim$  в 10 раз)  $\alpha$  в связи с попаданием в коробки приемника неразделенных газов, не подвергшихся ионизации в ионном источнике.

Основные преимущества электромагнитного метода Р. и. по сравнению с молекулярно-кинетич. методами: 1) высокий коэфф. разделения в одном разделит. цикле; 2) возможность одновременного обогащения всех изотопов разделяемого элемента на одной и той же разделительной установке; 3) универсальность, позволяющая применять одну и ту же установку для разделения стабильных и радиоактивных изотопов самых различных элементов; 4) возможность быстрого переключения разделит. установки с разделением одного элемента на разделение другого; 5) автономность отдельных разделит. установок; 6) возможность разделения очень малых количеств вещества ( $\sim$  мг).

Недостатки метода: 1) малая производительность; 2) малый коэфф. использования вещества в одном цикле разделения; 3) наличие значительных безвозвратных потерь вещества; 4) относительно большие



энергетич. и эксплуатационные затраты. В наст. время электромагнитным методом осуществлено разделение почти всех стабильных изотопов [3, 7, 10]. В СССР создан Гос. фонд стабильных изотопов.

Лит.: 1) Арцимович Л. А. [и др.], «Атомная энергия», 1957, т. 3, с. 483; 2) Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 2 изд., М. — Л., 1963, с. 301—14; 3) Electromagnetic isotope separators and applications of electromagnetically enriched isotopes, ed. J. Koch [a. o.], Amst., 1958, 4) The characteristics of electrical discharges in magnetic fields, ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling, N. Y. — [a. o.], 1946 (NNS. Division I, v. 1—5); 5) В о н Д. [a. o.], там же; 6) С м и т Л., Паркинс В., Форрестер А., «УФН», 1948, т. 35, вып. 4, с. 556; 7) Морозов П. М. [и др.], в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 6, М., 1959 (Докл. советских ученых, с. 111); 8) Золотарев В. С., Ильин А. И., Комар Е. Г., там же, т. 6, с. 87; 9) Незлин М. В., Морозов П. М., там же, т. 6, с. 117; «ЖТФ», 1960, т. 30, вып. 2, с. 168; 10) Райков В. И., там же, 1963, т. 33, вып. 2, с. 244; 11) Кейм С. Р., «J. Appl. Phys.», 1953, v. 24, № 10, p. 1255; 12) В е р н а с Р., «J. phys. et radium», 1953, t. 14, № 1, p. 34; 13) Д а в т о н Р. Н., Proc. Harwell Isotope Conference, 1956, paper 24, Livingstone R. S., Martin J. A., в кн.: Proceedings of the International Symposium on isotope separation, Amsterdam, 1957, N. Y., 1958, ch. 50, p. 597; 14) Ф р е м а н И. Н. [a. o.], в кн.: Electromagnetic separation of radio-active isotopes. Proc. ... Vienna, 1960, Vienna, 1961; Л о у е Л. О. [a. o.], там же; 15) Гусева М. И., «ПТЭ», 1957, № 5, с. 112; «ЖТФ», 1961, т. 31, вып. 7, с. 867; 16) К о ш К., «Nature», 1948, v. 161, № 4093, p. 566; Proceedings of NBS Symposium, 1951, Wash., 1953; 17) С х е л л и н Л. Г., Кейм С. Р., «Phys. Rev.», 1948, v. 73, № 7, p. 813; 18) К о в а л ь с к и й Г. А., Родина А. М., «ПТЭ», 1960, № 6, с. 84.

М. В. Незлин.

**РАЗДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ МЕТОД**, метод Фурье — метод решения задач математич. физики. Решение ур-ния, удовлетворяющее заданным начальным и краевым условиям, ищется этим методом как результат наложения решений, удовлетворяющих краевым условиям и представимых в виде произведений функций от пространственных переменных на функцию от времени. Нахождение таких решений связано с разысканием *собственных функций* и *собственных значений* некоторых дифференциальных операторов и последующим разложением функций по найденным собственным функциям.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1953.

**РАЗМАГНИЧИВАНИЕ** — уменьшение значения намагниченности, оставшейся в ферромагнитном теле после устранения внешнего намагничивающего поля.

Р. может быть осуществлено несколькими способами.

В замкнутом магнитопроводе при выключении намагничивающей катушки наблюдается остаточная намагниченность  $I_1$  (рис. 1). При пропускании через катушку тока встречного направления появляется размагничивающее поле напряженностью  $H_2$ , уменьшающее намагниченность до величины  $I_1'$ . При уменьшении напряженности размагничивающего поля зависимость между  $I$  и  $H$  выражается кривой возврата 1—1'. Намагниченность  $I_1'$ , наблюдаемая при уменьшении размагничивающего тока до нуля, меньше  $I_1$ . Надлежащим выбором напряженности размагничивающего поля (рис. 1), при к-ром кривая возврата 2—2' проходит через начало координат, можно добиться полного Р.

Воздушный зазор создает внутри магнитопровода размагничивающее магнитное поле, уменьшающее  $I$ . Намагниченность  $I_1$  при наличии воздушного зазора находится как ордината точки пересечения луча, выходящего из начала координат под углом  $\alpha$ , с кривой размагничивания, причем:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\mu_0}{G l - \mu_0 m_H} \frac{m_I}{m_H}$$

где  $G$  — проводимость магнитная воздушного зазора,  $s$  — сечение магнитопровода,  $l$  — его длина,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $m_I$  и  $m_H$  — масштабы по осям координат. Воздушному зазору эквивалентно внешнее размагничивающее поле  $H_1$ . Величину  $(m_H/m_I) \operatorname{tg} \alpha$  называют *размагничивающим фактором* и обозначают через  $N$ . Так как  $N$  всегда — конечное число, то при помощи воздушного зазора нельзя добиться полного Р.

Внешнее переменное магнитное поле с убывающей амплитудой  $H$  вызывает закипопеременное намагничение магнитопровода с убывающей амплитудой  $I$  (рис. 2), что приводит к полному Р, если начальное значение амплитуды  $H$  заведомо больше коэрцитивной силы  $H_c$ .

К полному Р. приводит также нагревание ферромагнитного тела выше точки Кюри (см. *Кюри точка*, *Ферромагнетизм*).

**РАЗМАГНИЧИВАЮЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ** — поле внутри намагниченного тела, действие к-рого уменьшает его намагниченность. В узком смысле Р. м. п. наз. поле  $H_e$ , источником к-рого является намагниченность  $I$  самого данного тела (в большинстве простейших случаев  $H_e$  и  $I$ , относящиеся к одному элементу объема тела, направлены встречно или образуют друг с другом тупые углы, т. е.  $H_e$  уменьшает  $I$ ). Общая ф-ла для напряженности Р. м. п.:

$$H_e = \frac{1}{4\pi} \operatorname{grad} \left( \int_V \frac{\operatorname{div} I}{r} dv - \int_S \frac{I_n}{r} dS \right)$$

Здесь  $I$  — намагниченность в элементе  $dv$  объема тела  $V$ ,  $I_n$  — нормальная к элементу  $dS$  поверхности тела  $S$  составляющая намагниченности в точках, прилегающих со стороны данного тела к  $dS$ ;  $r$  — расстояние от точки наблюдения  $H_e$  до  $dv$  или  $dS$ . Все величины — в единицах СИ (если они выражены в единицах СГС, то коэфф.  $1/4\pi$  отпадает). Как правило, в разных точках тела  $H_e$  имеет различные величины и направление; только внутри однородно намагниченного эллипсоида создаваемое им  $H_e$  однородно.

Лит. см. при ст. *Размагничивающий фактор*.

Р. И. Янус.

**РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР** (коэфф. размагничивания) — отношение размагничивающего магнитного поля  $H_e$  в намагниченном теле к намагниченности  $I$  этого тела. Р. ф. может быть как скалярной, так и векторной величиной, сложной зависящей от формы тела и магнитного состояния его материала. Р. ф. имеет простой смысл в случаях, когда тело из любого однородного материала, имеющее форму эллипсоида и намагниченное однородно по всему его объему (или размагниченное), вносится во внешнее однородное магнитное поле  $H_e$ , напр. соленоида. Тогда изменения  $I$ , вызываемые  $H_e$ , будут однородными (т. к.  $H_e$  при этих условиях остается однородным), и результирующее поле  $H_i = H_e + H_e$ , определяющее  $I$ , тоже будет однородным внутри всего тела. Только в этом случае для составляющих названных векторов по направлениям главных осей  $a, b, c$  эллипсоида справедливы ф-лы:  $H_{ia} = H_{ea} - N_a I_a$ ,  $H_{ib} = H_{eb} - N_b I_b$ ,  $H_{ic} = H_{ec} - N_c I_c$ .

В единицах СИ  $N_a + N_b + N_c = 1$ ; в ед. СГС  $N_a + N_b + N_c = 4\pi$ .  $N_a, N_b, N_c$  наз. коэфф. размагничивания для соответствующих направлений эллипсоида; они зависят только от отношений  $a/b, a/c$  и не зависят ни от  $H_e$ , ни от вида кривой намагничивания  $I(H_i)$  материала эллипсоида, ни от его предельных магнитных состояний. Способ вычисления

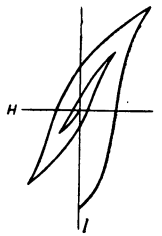


Рис. 2.

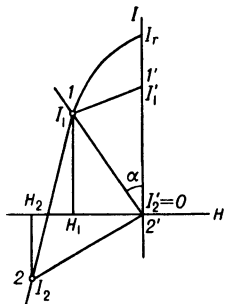


Рис. 1.

$N_a, N_b, N_c$  изложен в [1, 2], графики значений для трехосных эллипсоидов даны в [3]. Для эллипсоидов вращения ( $b = c$ )

при  $\Lambda = a/b > 1$  (овоид):

$$N_a = \frac{1}{\Lambda^2 - 1} \left[ \frac{\Lambda}{\sqrt{\Lambda^2 - 1}} \ln(\Lambda + \sqrt{\Lambda^2 - 1}) - 1 \right];$$

при  $\Lambda < 1$  (сфероид):

$$N_a = \frac{1}{1 - \Lambda^2} \left( 1 - \frac{\Lambda}{\sqrt{1 - \Lambda^2}} \arcsin \Lambda \right)$$

(в ед. СИ; в ед. СГС  $N_a$  в 4π раз больше).

При съемке кривых намагниченности ферромагнитных образцов *магнитометрическим методом* измерения дают точки кривой  $I_{cp}(H_e)$ , где  $I_{cp}$  — намагниченность, усредненная по объему образца,  $H_e$  — напряженность поля намагничивающего соленоида. Кривая  $I_{cp}(H_e)$  зависит как от свойств материала, так и от формы образца и, в нек-рой мере, от свойств применяемого магнитометра, к-рые определяют закон формирования  $I_{cp}$  из локальных значений  $I$ . Если образец имеет форму эллипсоида и в исходном состоянии был полностью размагничен (или намагничен однородно в направлении оси  $a$ ), а  $H_e$  параллельна той же оси  $a$ , то  $I$  однородна, и  $I_{cp} = I_a = I$ ;  $H_i = H_e - N_a I$ , т. о. по измеренной кривой  $I(H_e)$  нетрудно вычислить кривую  $I(H_i)$ , характеризующую свойства материала образца независимо от его формы [4]. Если же образец не эллипсоид (напр., цилиндр или призма), то в равенстве  $H_e = -I_{cp} N$  (к-рое можно написать по аналогии с предыдущим)  $N$  — вектор, величина и направление к-рого сложным образом зависят не только от формы образца, но и от магнитных свойств материала (включая его «магнитную предысторию»), от координат точки наблюдения  $H_e$  и характера распределения локальных значений  $I$  в образце [5]. В таких случаях переход от кривой  $I_{cp}(H_e)$  к кривой  $I(H_i)$  связан с погрешностями, не поддающимися строгой оценке. Аналогичные трудности существуют и при *баллистическом методе измерений*, выполняемых при разомкнутой магнитной цепи. Эмпирич. значения Р. ф. для неэллипсоидальных тел, имеющиеся во многих справочниках, применимы только в тех границах, внутри к-рых их зависимость от всех условий опыта достаточно изучена; несоблюдение этого условия может привести к грубым ошибкам.

Лит.: 1) Франк Ф., Мизес Р., Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, пер. с нем., Л. — М., 1937, с. 700—82; 2) Яновский Б. М., Земной магнетизм, 2 изд., М., 1953, с. 47—48; 3) Ostrogn J. A., Demagnetizing factors of the general ellipsoid, «Phys. Rev.», 1945, v. 67, № 11—12, p. 351; 4) Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М. — Л., 1934, с. 114—170; 5) Янус Р. И., Дрожжина В. И., Шабалина Е. Ф., Наблюдения над гистерезисом коэффициента размагничивания ферромагнитных стержней, в кн.: Сборник, посвященный семидесятилетию академика А. Ф. Иоффе, М., 1950, с. 411—16. Р. И. Янус.

**РАЗМЕРНОСТЕЙ АНАЛИЗ** — метод определения связей между численными значениями величин, существенных для исследуемого физ. процесса. Численные значения физ. величин устанавливают посредством измерений. Величины, измеряемые непосредственно, безотносительно к др. величинам, наз. *первичными* и (таковы, напр., длина, время).

Операцию прямого измерения можно представить в виде  $x/x_0 = X$ , где  $x$  — измеряемая величина,  $X$  — полученное в результате измерения численное значение величины  $x$  в единицах  $x_0$ . Если для  $x$  приняты 2 различные ед. измерения  $x_0$  и  $x'_0$ , причем  $x'_0 = cx_0$ , то каждое конкретное значение  $x$  выразится двумя числами  $X'$  и  $X''$ , связанными равенством  $X'' = kX'$ , где  $k = 1/c$ . В отличие от этого, отношение различных конкретных значений  $X_i$  не зависит от выбо-

ра  $x_0$ : если  $X'_1 = kX'_1$ ,  $X_2 = kX'_2$ , ...,  $X'_i = kX'_i$ , ..., то  $X'_1 : X'_2 : \dots : X'_i : \dots = X''_1 : X''_2 : \dots : X''_i : \dots$ . Это свойство численных значений — абсолютность отношений — лежит в основе любого количеств. исследования. Для первичных величин принцип абсолютности отношений выполняется автоматически, и ед. измерения выбираются произвольно. Наряду с первичными величинами физич. процессы характеризуются вторичными величинами, численное значение к-рых находится не прямым измерением, а косвенно — по численным значениям определяющих ее первичных величин (напр., скорость — через расстояние и время). Ур-ние, определяющее вторичную величину через первичные, наз. *определятельным* (дефинитивным). Число и род первичных переменных, а также вид определит. ур-ний зависят от физ. сущности исследуемой проблемы.

Если численное значение вторичной величины  $Y$  находится по численным значениям первичных величин ( $X_1, X_2, \dots, X_m$ ) как результат операции, представленной определит. ур-нием  $Y = f(X_1, X_2, \dots, X_m)$ , то различным ед. измерения  $x'_{10}, x_{20}, \dots, x'_{m0}$  и  $x''_{10}, x''_{20}, \dots, x''_{m0}$  отвечают 2 значения:  $Y' = f(X'_1, X'_2, \dots, X'_m)$  и  $Y'' = f(X''_1, X''_2, \dots, X''_m)$ , причем  $X''_i = k_i X'_i$ . Кроме того, из условия пропорциональности преобразования (необходимой предпосылки соблюдения принципа абсолютности отношений) следует:  $Y'' = KY'$ . Т. о., должно удовлетворяться ур-ние  $KY' = f(k_1 X'_1, k_2 X'_2, \dots, k_m X'_m)$ , т. е. из пропорционального преобразования каждого из аргументов в отдельности следует пропорциональное преобразование ф-ции в целом. Ф-ции, обладающие этим свойством, наз. *гомогенными*; гомогенны только степенные выражения вида

$$y = Ax_1^{a_1} x_2^{a_2} \dots x_m^{a_m} \quad (1)$$

(доказательство см. [1]) или однородные дифференциальные операторы, по отношению к к-рым эти степенные выражения являются приведенными комплексами (см. *Подобия теория*). Соответственно,

$$K = k_1^{a_1} k_2^{a_2} \dots k_m^{a_m}. \quad (2)$$

Из ур-ний (1) и (2) видно, что существенными признаками вторичной величины являются показатели степени  $a_1, a_2, \dots, a_m$ , к-рые наз. *размерностью* вторичной величины в отношении первичной. Совокупность размерностей данной вторичной величины принято записывать в виде формулы размерности, к-рой может служить, напр., ур-ние (2). Однако принятая, символическая, форма записи ф-лы размерности, получающаяся из ур-ния (2) при замещении множителей преобразования величин их символами, причем символ вторичной величины обычно берется в прямые скобки. Так, ф-ла размерности для скорости (символ  $V$ ) напишется в виде  $[V] = LT^{-1}$ , где  $L$  — символ длины,  $T$  — символ времени. Эта ф-ла вполне эквивалентна ур-нию  $K_v = k_1 k_1^{-1}$ .

Понятие размерностей распространяется и на первичные величины. Принимают, что размерность первичной величины в отношении себя равна единице, а в отношении любой другой первичной величины — нулю. При таком соглашении ф-ла размерности первичной величины всегда совпадает с ее символом. Ф-лы размерности должны содержать только первичные величины, вторичные величины могут входить в качестве аргумента только в промежуточные символич. соотношения. Напр., для силы (символ  $F$ ) получается:  $[F] = M[A] = MLT^{-2}$ , где  $M$  — сим-

вол массы, и  $[A] = LT^{-2}$  — символ ускорения; для работы:  $[W] = [F]L = ML^2T^{-2}$ .

Особый интерес представляет случай, когда все показатели в ф-ле размерности обращаются в нуль и, следовательно, определяемая величина имеет нулевую размерность (безразмерна). Безразмерные величины инвариантны по отношению к метрич. преобразованиям, т. е. их численное значение не изменяется при переходе к др. единицам измерения ( $K = 1$ ). Справедливо и обратное положение: если при переходе от  $x_{10}, x_{20}, \dots, x_{m0}$  к  $x_{10}^{\alpha_1}, x_{20}^{\alpha_2}, \dots, x_{m0}^{\alpha_m}$  численное значение  $Y$  не изменится, то  $Y$  имеет нулевую размерность (т. к. требование  $K = 1$  при произвольном выборе множителей  $k$  выполнимо только при условии  $a_1 = a_2 = \dots = a_m = 0$ ). Безразмерно любое отношение двух одноименных величин; безразмерными могут быть также сочетания разнородных величин. Таковы, напр., критерии подобия  $\pi$  и переменные комплексного типа (см. *Подобия теория*). Свойства комплексов  $\pi$  как величин нулевой размерности наиболее непосредственно проявляются в их инвариантности по отношению к подобным преобразованиям, к-рые по количеству результатов тождественны метрич. преобразованиям.

Условие инвариантности комплекса  $\pi = x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_m^{\alpha_m} y_1^{\beta_1} y_2^{\beta_2} \dots y_r^{\beta_r}$ , составленного из  $m$  первичных и  $r$  вторичных величин ( $m + r = n$ ), записывается в виде

$$k_1^{\alpha_1} k_2^{\alpha_2} \dots k_m^{\alpha_m} K_1^{\beta_1} K_2^{\beta_2} \dots K_r^{\beta_r} = 1$$

или

$$a_1 + \sum_{j=1}^r a_{1j} \beta_j \quad a_2 + \sum_{j=1}^r a_{2j} \beta_j \quad a_m + \sum_{j=1}^r a_{mj} \beta_j = 1,$$

где  $a_{ij}$  — размерности вторичных величин в отношении соответствующих первичных. Вследствие произвольности выбора множителей  $k_i$  это условие с необходимостью приводит к

$$a_i + \sum_{j=1}^r a_{ij} \beta_j = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, m). \quad (3)$$

Показатели  $\alpha$  и  $\beta$  (общим числом  $n$ ) связаны системой  $m$  ур-ний (3) с коэфф.  $a_{ij}$ , к-рые заданы ф-лами размерности. Система (3) имеет  $n - m$  различных решений, следовательно, можно построить  $n - m$  различных несводимых друг к другу степенных выражений. Т. о., число безразмерных комплексов равно числу всех величин, существенных для процесса, за вычетом числа первичных величин ( $\pi$ -теорема Бэкингема).

Определяет ур-ния в форме (1) содержат произвольные постоянные  $A$ . Эта неопределенность устраняется на основе дополнит. условия, что  $Y = 1$  при  $X_1 = X_2 = \dots = X_m = 1$ . В этом случае  $A = 1$  и уравнения (1) приводятся к виду  $y = x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_m^{\alpha_m}$ .

Исключение постоянных из определяет ур-ний применяется во всех случаях, когда имеется только одно определяет ур-ние, к-рое и служит для выбора ед. измерения определяемой величины. В ряде случаев с развитием науки становится возможным установить количество связи, позволяющие по-новому определить к.-л. вторичную величину, введенную ранее на основе др. соотношений. Тогда для величины  $Y$  оказывается возможным составить 2 различных ур-ния типа (1):  $Y = AX_1^{\alpha_1} X_2^{\alpha_2} \dots X_m^{\alpha_m}$  и  $Y = BX_1^{\beta_1} X_2^{\beta_2} \dots X_m^{\beta_m}$ , причем любое из них можно выбрать в качестве определяющего. Согласование этих ур-ний связано с преодолением ряда трудностей. Если, напр., выбрано 1-е ур-ние, то ед. измерения должна быть определена так, чтобы  $A = 1$ . Но тем самым исключается возможность преобразования в единицу постоянной  $B$ , к-рая уже не будет безразмерной. Ф-ла размерности  $B$  получается непосредственно из предыдущих соотношений в виде

$$[B_*] = X_{1*}^{a_1 - b_1} X_{2*}^{a_2 - b_2} \dots X_{m*}^{a_m - b_m},$$

где значком  $*$  отмечается, что рассматривается не численное значение, а символ величины.

Коэффициенты пропорциональности в определяющих ур-ниях наз. размерными постоянными и. Размерную постоянную можно исключить;

для этого достаточно перевести одну из первичных величин в разряд вторичных и построить для нее производную ед. измерения (напр., положить  $B = 1$  и принять получившееся ур-ние за определятельное для  $x_m$ ). Этот метод целесообразно применять в том случае, если с ним не связана ломка ранее сформировавшейся системы размерностей и ед. измерения. Так, размерная постоянная — механич. эквивалент теплоты — легко исключается, если отождествить размерности количества теплоты и работы (перевести количество теплоты в разряд вторичных величин, см. *Международная система единиц*). Значительно сложнее проблема др. размерной постоянной, т. н. постоянной тяготения (*гравитационной постоянной*). Если принять в качестве определяет ур-ния выражение 2-го закона Ньютона, приводящего к ф-ле размерности  $[F] = MLT^{-2}$ , то в ур-нии, выражающем закон всемирного тяготения (см. *Тяготение*)  $F = \gamma m_1 m_2 / r^2$  (2-е определит. ур-ние для силы  $F$ ), сохранится размерная постоянная  $\gamma$ . Здесь  $m_1$  и  $m_2$  — массы взаимодействующих тел,  $r$  — расстояние между ними. Из символич. ур-ния  $[F] = [G]M^2L^{-2}$  следует, что размерность гравитац. постоянной  $[G] = [F]M^{-2}L^2 = = L^3M^{-1}T^{-2}$ . Исключение  $\gamma$  потребовало бы перевода одной из первичных величин в разряд вторичных (напр.,  $[M] = L^3T^{-2}$ ), что привело бы к коренной ломке принятой системы размерностей.

Ф-лы размерности применяются как эффективное средство для исследования задач метрич. характера, в частности для пересчета численных значений величин при изменении размера основных единиц (напр., при переходе от *MTC системы единиц* к *MKS системе единиц*) или при переходе к др. системе первичных величин (напр., от *MLT* к *FLT*).

Наиболее важно применение Р. а. в теории подобия при построении обобщенных ур-ний, к-рые должны быть выражены в безразмерных величинах и, следовательно, могут содержать только относит. величины и степенные комплексы нулевой размерности. Число комплексов находится на основании  $\pi$ -теоремы Бэкингема. Для определения их вида приходится решать систему алгебраич. линейных ур-ний типа (3), т. е. выполнять громоздкую вычислит. работу. Однако возможен другой, более простой и экономный путь.

Ф-лы размерности и соответствующие им ур-ния для множителей преобразования совершенно эквивалентны друг другу. Если ф-ла размерности нек-рой величины  $[Y_*] = X_{1*}^{\alpha_1} X_{2*}^{\alpha_2} \dots X_{m*}^{\alpha_m}$ , то множители преобразования определяются ур-нием

$$K = k_1^{\alpha_1} k_2^{\alpha_2} \dots k_m^{\alpha_m} \text{ или } K/k_1^{\alpha_1} k_2^{\alpha_2} \dots k_m^{\alpha_m} = 1.$$

Этому, в свою очередь, отвечает приведенный комплекс  $\pi = y_0 / x_{10}^{\alpha_1} x_{20}^{\alpha_2} \dots x_{m0}^{\alpha_m}$ . Т. о., ф-ла размерности есть особая форма записи приведенного комплекса, соответствующего определяет ур-нию. Так, ф-ла размерности скорости  $[V] = LT^{-1}$  в др. представлении запишется как критерий гомохронности  $v_0 t_0 / l$  (см. *Подобия теория*). В силу этого соответствия между ф-лами размерности и приведенными комплексами применяют след. прием построения обобщенных переменных. По ф-лам размерности непосредственно составляются приведенные комплексы. Если нек-рые из первичных величин не входят в совокупность величин, существенных для процесса, то они подлежат исключению. В результате получается полная система безразмерных комплексов. Так, в задаче о гидродинамич. сопротивлении при стационарном течении несжимаемой жидкостью по каналу искомой величиной является перепад давления  $\Delta p$ . Для процесса, кроме того, существенны: длина  $l$ , скорость  $v$ , плотность  $\rho$ , вязкость  $\mu$ . За исключением  $\Delta p$ , все величины пред-

ставлены в условии параметрич. значениями. По своему содержанию задача — типично механическая и должна рассматриваться в системе первичных величин *MLT*. Никаких размерных постоянных вводить не надо. Т. о., общее число величин, существенных для процесса,  $n = 5$  и число первичных величин  $m = 3$ . Число безразмерных комплексов, характеризующих процесс,  $n - m = 2$ . Приводимая табл. поясняет последовательность действий, выполняемых при решении задачи.

Величина	Формула размерности	Приведенный комплекс
Длина $l$ . . . . .	Величина первичная	
Перепад давления $\Delta p$ . . . . .	$[\Delta p] = ML^{-1}T^{-2}$	$\Delta p l^2 / m \equiv \pi_1$
Скорость $v$ . . . . .	$[v] = LT^{-1}$	$v_0 l / l \equiv \pi_2$
Плотность $\rho$ . . . . .	$[\rho] = ML^{-3}$	$\rho l^3 / m \equiv \pi_3$
Вязкость $\mu$ . . . . .	$[\mu] = ML^{-1}T^{-1}$	$\mu l / m \equiv \pi_4$

Первичные величины  $m$  и  $l$  не входят в число существенных и подлежат исключению. Это можно выполнить, напр., так:  $\pi_1 / \pi_2^2 \pi_3 = \Delta p / \rho v_0^2 \equiv Eu$ ;  $\pi_2 \pi_3 / \pi_4^2 = \rho v_0 l / \mu \equiv Re$ , где  $Eu$  — Эйлера число,  $Re$  — Рейнольдса число. Принципиальное значение имеют 2 момента решения: 1) определение типа задачи (соответственно выбор системы размерностей) и 2) составление перечня существ. величин, что может быть правильно выполнено только на основе достаточно глубокого понимания физ. природы исследуемого процесса.

Лит.: 1) Бриджмен П. В., Анализ размерностей, пер. с англ., М.—Л., 1934; 2) см. также лит. к ст. *Подобия теории*. А. А. Гужман.

**РАЗМЕРНОСТЕЙ ТЕОРИЯ** — то же, что *размерностей анализ*.

**РАЗМЕРНОСТЬ** — основной количественный признак физ. величины, устанавливающий характер зависимости этой величины от других физ. величин, положенных в основу ее определения. Более строго, Р. данной в т о р и ч н о й (определяемой) величины в отношении нек-рой п е р в и ч н о й (положенной в основу определения) — это показатель степени при первичной величине в символич. ур-нии (в ф-ле размерности), к-рым определяется связь между численным значением вторичной величины и численными значениями первичных величин. Подробнее см. *Размерностей анализ*.

**РАЗМЕРЫ ЯДЕР.** Атомное ядро представляет собой совокупность связанных протонов и нейтронов, заключенных в объеме малого радиуса ( $\sim 10^{-12}$  см). Распределения протонов и нейтронов могут значительно отличаться между собой. Поэтому следует различать радиус, характеризующий распределение массы, и радиус, характеризующий распределение заряда в ядре. Кроме того, ядро, как любая квантовомеханич. система, не имеет определенной границы: поверхность ядра размыта; плотность ядерного вещества падает постепенно. Вопрос о Р. я. тесно связан с более общим вопросом — о распределении плотности нуклонов в ядре. Распределение нуклонов прежде всего характеризуют среднеквадратичным радиусом  $R_0$ , определенным из условия  $R_0^2 = \int \rho(r)r^2 dv$ , где  $\rho(r)$  — радиальная плотность нуклонов (усредненная по углам и нормированная на единицу). Иногда пользуются т. н. эквивалентным радиусом ядра  $R_0$ , определяемым как радиус равномерно заполненной ядерным веществом сферы, создающей во внешней области ( $r \gg R_0$ ) такое же поле, как и реальное ядро.  $R_0$  связано с  $R_0$  соотношением:  $R_0 = \sqrt[5]{3}R_0$ .

Для более подробной характеристики распределения нуклонов наряду с  $R_0$  (или  $R_0$ ) указывают еще 2 параметра:  $R_{1/2}$  — радиус половинной плотности,

т. е. расстояние (от центра ядра), на протяжении к-рого плотность нуклонов падает до половины макс. значения, и  $s$  — эффективную толщину поверхностного слоя, определяемую как расстояние, в пределах к-рого плотность падает от 90% до 10% своего макс. значения.

Ядро лишь в первом приближении имеет сферич. форму. Существует большая группа т. н. деформированных ядер, форма к-рых значительно отклоняется от сферич. симметрии. Поэтому под радиусом ядра понимают величину, усредненную по угловому распределению нуклонов в ядре. Радиусы ядер и  $s$  принято измерять в единицах  $f$  (ферми):  $1f = 10^{-13}$  см.

**Методы измерения.** Сведения о распределении нуклонов и о радиусах ядер можно получить только при изучении взаимодействий ядер с пробными частицами. Все методы измерения можно разделить на 2 группы в зависимости от того, изучается ли распределение электрич. заряда ядра или общее распределение ядерного вещества.

**Электромагнитные методы.** В качестве пробных частиц используют электроны, позитроны или  $\mu^\pm$ -мезоны, к-рые обладают только электромагнитным взаимодействием и не имеют ядерного взаимодействия. Исследуют либо рассеяние пробных частиц на ядре, либо их состояние, связанное с ядром. В последнем случае в атоме или *мезоатоме* изучают сдвиги уровней и изменение вероятностей переходов электронов или  $\mu^-$ -мезонов, обусловленных конечными размерами ядра, в частности измеряют величину *сверхтонкого расщепления*, изотопические и изомерные сдвиги (см. *Изотопическое смещение*) спектральных линий в рентгеновских и оптич. спектрах.

**Ядерные методы.** В качестве пробных частиц пользуются нейтронами, антинейтронами, нейтральными мезонами, обладающими только ядерным взаимодействием. Исследуют как упругое рассеяние, так и *ядерные реакции*, вызываемые этими частицами. Сюда же относится рассеяние протонов и мезонов очень высоких энергий, когда кинетич. энергия частицы на много больше высоты кулоновского барьера ядра, и определяющим является именно ядерное взаимодействие.

Кроме того, существуют методы, к-рые можно отнести как к 1-й, так и ко 2-й группе, поскольку пробные частицы обладают и электромагнитным и ядерным взаимодействием. Вероятности  $\alpha$ -распада и деления ядер, сечения ядерных реакций с заряженными частицами (p, d,  $\alpha$  и т. п.) при небольших энергиях определяются не только ядерными силами, но существенно зависят и от радиуса и высоты кулоновского барьера ядра. Метод *зеркальных ядер* также можно отнести как к группе электромагнитных, так и к группе ядерных методов; он основан на том, что разность массы пары зеркальных ядер зависит от радиуса ядра.

В 1-й группе методов, дающих распределения заряда, наиболее точный и универсальный — упругое рассеяние быстрых электронов на ядрах. Совр. линейные ускорители дают мощные пучки быстрых электронов. Результаты экспериментов по рассеянию легко интерпретировать. Однако для того чтобы получить детальное представление о пространств. структуре ядра, необходимо изучать рассеяние вплоть до очень высоких энергий. При малых энергиях  $\lambda_e \gg R_{яд}$  и картина рассеяния такая, как если бы весь заряд ядра был сосредоточен в одной точке. Лишь при  $E_e \approx 50-100$  Мэв, когда  $\lambda_e \sim R_{яд}$ , начинают сказываться конечные размеры ядра. При таких энергиях из экспериментальных данных можно определить лишь один независимый параметр — эффективный радиус распределения заряда, т. е. различные виды распределений заряда дадут одинаковое рассеяние,

если эти распределения имеют одинаковый средне-квадратичный радиус. При дальнейшем повышении энергии электронов ( $\lambda_e \ll R_{яд}$ ) можно получить более полные сведения о распределении заряда. При  $E_e \approx 200-500$  Мэв из углового распределения рассеянных электронов можно определить  $R_{1/2}$  и  $s$ .

Во 2-й группе методов, дающих распределения ядерного вещества, основной — изучение упругого и неупругого рассеяния нуклонов высоких энергий ( $\lambda_N \ll R_{яд}$ ). Упругое рассеяние на ядре нуклонов, как и электронов, дает дифракционную картину. Положение 1-го дифракционного минимума в угловом распределении определяется радиусом ядра, а глубина этого минимума характеризует размытость ядерной поверхности. Однако, в отличие от рассеяния электронов, интерпретация результатов по рассеянию нуклонов основана на модельных представлениях. Строго говоря, рассеяние налетающего протона или нейтрона определяется не распределением нуклонов ядра, а эффективным ядерным потенциалом. Соответствующие им области в основном совпадают вследствие короткодействующего характера ядерных сил. Однако радиус области взаимодействия зависит не только от радиуса ядра, но и от радиуса налетающей частицы. Потенциал ядра спадает медленнее, чем плотность ядерного вещества. Радиус потенциала неск. больше радиуса распределения нуклонов и к тому же слегка растет при уменьшении энергии налетающей частицы.

и средних ядрах и имеет гауссову форму. По мере роста  $A$  это отличие сглаживается.

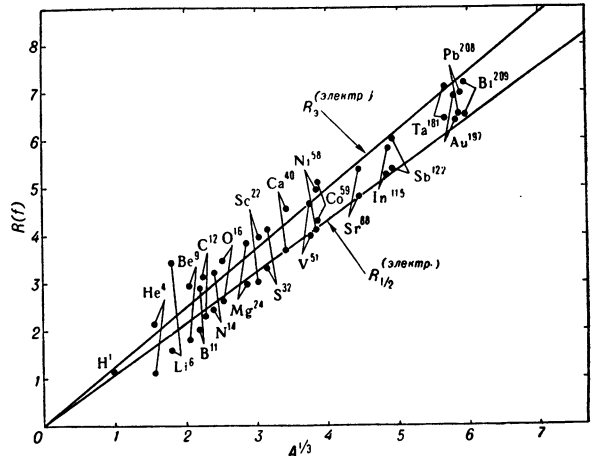


Рис. 1.

На рис. 2 изображены распределения плотности нуклонов для разных ядер. Строго говоря, измеренные на опыте параметры не позволяют однозначно определить вид распределения. Поэтому не исключено,

Т а б л и ц а 1.

Ядро	He <sup>4</sup>	Li <sup>6</sup>	Be <sup>9</sup>	B <sup>11</sup>	C <sup>12</sup>	N <sup>14</sup>	O <sup>16</sup>	Mg <sup>24</sup>	Si <sup>28</sup>	S <sup>32</sup>	Ca <sup>40</sup>	V <sup>51</sup>	Ni <sup>58</sup>	Co <sup>59</sup>	Sr <sup>88</sup>	In <sup>115</sup>	Sb <sup>127</sup>	Ta <sup>181</sup>	Au <sup>197</sup>	Pb <sup>208</sup>	Bi <sup>209</sup>
$R_0$ электр.	2,07	3,41	2,92	2,90	3,11	3,20	3,42	3,85	3,93	4,11	4,55	4,64	5,08	4,94	5,35	5,81	5,98	7,10	6,88	7,00	7,13
$R_{1/2}$ электр.	1,10	1,56	1,80	2,00	2,30	2,40	2,60	2,93	2,95	3,26	3,64	3,98	4,28	4,09	4,80	5,24	5,32	6,45	6,38	6,5	6,47
$s$ электр.	1,4	2,3	2,0	2,0	1,85	1,85	1,8	2,6	2,8	2,6	2,5	2,2	2,5	2,5	2,3	2,3	2,5	2,8	2,32	2,3	2,7
$\rho_{max}$ электр.	0,316	0,441	0,197	0,210	0,168	0,178	0,161	0,164	0,179	0,167	0,159	0,167	0,151	0,172	0,169	0,173	0,174	0,147	0,168	0,170	0,168

Распределение ядерного вещества более непосредственно связано с сечением неупругих процессов. Это сечение можно рассматривать как геометрич. сечение ядра:  $\sigma = \pi R_{яд}^2$ . Оно практически не зависит от энергии налетающей частицы. Детальный анализ сечений упругих и неупругих процессов, проведенный на основе оптической модели ядра, позволяет вычислить радиус половинного распределения плотности ядерного вещества.

Результаты исследований. Эксперименты по рассеянию быстрых электронов на ядрах показали, что распределение нуклонов имеет довольно резкую границу. Из таблицы 1 видно, что  $s < R$  и почти одинакова для всех средних и тяжелых ядер ( $A > 16$ ):  $s = 2,5 \pm 0,1f$ . Во внутр. области ядер плотность нуклонов примерно постоянна и одинакова для средних и тяжелых ядер. Это следует из того, что радиусы ядер  $R_0$  и  $R_{1/2}$  практически зависят лишь от числа нуклонов и изменяются как  $A^{1/3}$  (рис. 1):  $R_0 = (1,25 \pm 0,07)A^{1/3}f$ ;  $R_{1/2} = (1,06 \pm 0,04)A^{1/3}f$ . Макс. значение ядерной плотности примерно одинаково для всех ядер с  $A \geq 12$  и составляет  $(0,17 \pm 0,01)$  нуклона/ $f^3$ , т. е.  $\rho = 2,7 \cdot 10^{14}$   $г/см^3$ . Постоянство ядерной плотности, как и приближит. постоянство средней энергии связи, приходящейся на один нуклон в ядре ( $\epsilon_N \approx 8$  Мэв), свидетельствует о насыщении ядерных сил.

В легких ядрах, где число нуклонов мало, насыщения еще нет; поэтому вид распределения нуклонов отличается от вида распределения нуклонов в тяжелых

что во внутр. области тяжелых ядер имеет место небольшое уменьшение плотности.

Сравнение результатов экспериментов по рассеянию на ядрах быстрых электронов ( $E_e \sim 200-500$  Мэв)

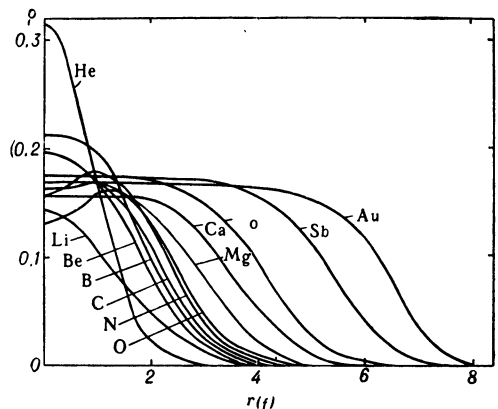


Рис. 2.

и быстрых нуклонов ( $E_N \sim 1-5$  Бэв) показывает, что в легких и средних ядрах в пределах точности эксперимента распределения протонов и нейтронов совпадают. В тяжелых ядрах распределение нейтронов на  $(0,1-0,2)f$  протяженнее (табл. 2); нейтронный «хвост» в распределении тянется неск. дальше. На-

блюдаемое на опыте соотношение распределений протонов и нейтронов в ядре обусловлено приблизит. компенсацией влияния ряда факторов: различия числа протонов и нейтронов и различия их кинетич. энергий, кулоновского отталкивания и кулоновского барьера для протонов и т. п.

Т а б л и ц а 2.

Ядро	Рассеяние нуклонов		Расс. электрон.
	$R_{1/2}(\text{расс.})$	$R_{1/2}(\text{погл.})$	$R_{1/2}(\text{электр.})$
C . . . . .	2,39	2,31	2,30
Al . . . . .	3,11	3,02	3,06
Cu . . . . .	4,36	4,24	4,26
Pb . . . . .	6,82	6,57	6,48

Из опытов по рассеянию следует, что распределение нуклонов в ядрах, обладающих значит. равновесной деформацией (Ta, Hf, W, Th, U), характеризуется аномально большими  $R$  и  $s$ . Это обусловлено усреднением анизотропного распределения по углам.

Эффективный радиус потенциала ядерного взаимодействия неск. больше радиуса распределения ядерной материи. Так, для взаимодействия с нейтронами  $E_N \sim 10-100 \text{ Мэв}$  радиус половинного значения ядерного потенциала  $R_1^{\text{пот}} = (0,75 + 1,18 A^{1/3})f$ .

Структура ядерной поверхности изучена еще недостаточно. Захват ядрами К-мезонов свидетельствует о том, что в этой области имеет место сильная пространств. корреляция нуклонов, по-видимому, приводящая к образованию виртуальных а-частиц, дейтронов и др. ассоциаций. Д. А. Варшалович.

Лит.: 1) Элтон Л., Размеры ядра, пер. с англ., М., 1962; 2) Хилл Д., Распределение заряда и массы внутри атомных ядер, в сб.: Строение атомного ядра, пер. с англ., М., 1959, с. 209; 3) Немецков П. Э., Современные модели атомного ядра, М., 1960, с. 19; 4) International Congress on nuclear sizes and density distributions, «Rev. Modern Phys.», 1958, v. 30, pt. 1.

**РАЗМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ КОЭФФИЦИЕНТ** — параметр, характеризующий протекание ядерной цепной реакции в среде или системе с делящимися веществами. Р. н. к. определяется как отношение количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем поколении (подразумевается, что смена поколений происходит в результате деления ядер, когда поглощаются первичные нейтроны и рождаются вторичные). При Р. н. к., равном 1, имеет место стационарная цепная реакция с постоянной интенсивностью. Если Р. н. к.  $> 1$ , то интенсивность процесса нарастает, если меньше — спадает. Величина Р. н. к. для среды без утечки нейтронов (бесконечно протяженная среда) обозначается  $k_{\infty}$  и характеризует свойства самой среды в отношении размножения нейтронов. Расчет Р. н. к. производят, исходя из констант взаимодействия нейтронов со всеми компонентами среды. Если однородная среда (см. *Гомогенный реактор*) содержит только один делящийся изотоп и эффектом замедления нейтронов в ней можно пренебречь, то

$$k_{\infty} = \nu \left/ \left( 1 + \alpha + \frac{\sum N_i \sigma_{ai}}{N \sigma_f} \right) \right.,$$

где:  $\nu$  — среднее число вторичных нейтронов, возникающих при одном делении;  $\alpha$  — отношение сечения радиационного поглощения нейтронов делящимся веществом к его сечению деления  $\sigma_f$ ;  $N$  — ядерная плотность делящегося вещества;  $\sigma_{ai}$  и  $N_i$  — сечение поглощения нейтронов и ядерная плотность для  $i$ -той неделяющейся компоненты вещества. Если среда состоит только из делящегося вещества, то  $k_{\infty} =$

$= \nu / (1 + \alpha) = \nu_{\text{эф}}$ , где  $\nu_{\text{эф}}$  — среднее число нейтронов на один поглощенный в делящемся веществе нейтрон.

Наличие эффекта замедления усложняет расчет  $k_{\infty}$ . Для среды, содержащей достаточно большое количество замедлителя в смеси с ураном так, что основная часть делений вызывается тепловыми нейтронами, хорошим приближением для  $k_{\infty}$  является т. наз. формула 4 сомножителей;  $k_{\infty} = \eta \epsilon p f$ , где  $\eta$  — количество вторичных нейтронов, образующихся в уране (естественном или обогащенном) на один поглощенный тепловой нейтрон;  $\epsilon$  — коэффициент размножения до быстрых нейтронов деления, к-рые, замедляясь, проскакивают область резонансного поглощения в уране и доходят до тепловой энергии;  $f$  — коэффициент тепловоего использования, определяющий долю тепловых нейтронов, поглощаемых в уране (другая часть поглощается замедлителем).

При заданных концентрациях компонент величина  $k_{\infty}$  зависит от их геометрии, расположения внутри среды. В общем случае величина  $k_{\infty}$  достигает максимального значения для неоднородной смеси компонент (см. *Гетерогенный реактор*). Напр., величина  $k_{\infty}$  в уран-графитовой решетке, состоящей из блоков естественного урана в графите, может превышать 1,1. В то же время в любой гомогенной смеси естественного урана с графитом величина  $k_{\infty}$  не превосходит единицы и самоподдерживающаяся цепная реакция не может быть осуществлена. В смеси естественный уран — вода, как гомогенной, так и гетерогенной, величина  $k_{\infty}$  всегда меньше 1.

В реальной конечной системе с делящимся веществом часть нейтронов каждого поколения уходит наружу и теряется. Это приводит к уменьшению Р. н. к. по сравнению со случаем бесконечной среды. Величина Р. н. к. для конечной среды (ядерного реактора) обозначается  $k_{\text{эф}}$ . Связь  $k_{\infty}$  и  $k_{\text{эф}}$  дается соотношением:  $k_{\text{эф}} = k_{\infty} l$ , где  $l$  — вероятность для нейтрона деления избежать утечки наружу и поглотиться в реакторе. Величина  $l$  зависит от ядерно-физич. параметров среды, а также от ее размеров и формы. В критич. состоянии  $k_{\text{эф}} = 1$  (см. *Критический режим реактора*). Т. о., соотношением  $k_{\infty} l = 1$  пользуются для определения критич. размеров ядерного реактора.

Лит.: Вейнберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1961.

О. Д. Казачковский.

**РАЗНОСТНЫЙ ТОН** — комбинационный тон с частотой  $\omega_1 - \omega_2$ , возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на нее двух звуковых колебаний с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Особое значение разностного тона заключается в том, что он может оказаться в слышимом диапазоне частот, даже если  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — неслышимые частоты, а это позволяет обнаруживать сигналы с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

**РАЗРЕЖЕННЫЕ ГАЗЫ** — газы при давлениях ниже атмосферного. Свойства Р. г. зависят от соотношения длины свободного пробега  $L$  и характерных размеров сосуда  $A$ , в котором находится газ. При  $L \gg A$ , что соответствует давлению  $p \sim 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ , свойства Р. г. определяются не межмолекулярными столкновениями, а соударениями молекул со стенками сосуда, что приближает его к идеальному газу.

**РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ АЭРОДИНАМИКА** — раздел механики газов, в к-ром изучаются движения газов, требующие учета их молекулярной структуры, Особое значение Р. г. а. приобретает при определе-



ний сил, моментов и аэродинамического нагрева тел, летящих в верхних слоях атмосферы (метеориты, низколетящие спутники, приземляющиеся орбитальные аппараты, зондирующие ракеты и т. д.), а также при расчете вакуумных систем, ультразвуковых колебаний и т. д. На больших высотах атмосфера очень разрежена и средняя длина свободного пробега  $l$  молекул становится соизмеримой с характерными размерами тела  $d$  или рассматриваемой области, поэтому газодинамич. методы расчета течения, базирующиеся на представлении о континууме, непригодны и приходится прибегать к кинетической теории газа. Движения газов при любом значении  $l/d$  описываются уравнением Больцмана; урния обычной гидродинамики получаются из ур-ния Больцмана, как предельный случай при числе Кнудсена  $Kn = l/d \rightarrow 0$ .

При высоких темп-рах газа, имеющих место, напр., при очень больших скоростях полета, течение может сопровождаться эффектами релаксации внутр. степеней свободы молекул, диссоциации, ионизации и т. д. Эти проблемы также являются предметом изучения Р. г. а.

Р. г. а. принято делить на три области: 1) свободномолекулярное течение, 2) промежуточная область, 3) течение со скользянием (рис. 1). При свободномолекулярном обтекании у отраженных от тела молекул  $e \gg d$ ,

поэтому взаимодействие отраженных молекул с набегающими молекулами вблизи тела незначительно и с большой точностью можно считать, что

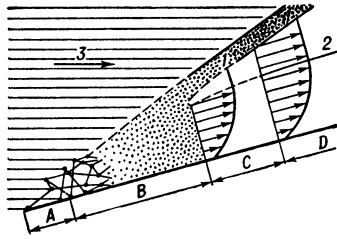


Рис. 1. Условная схема развития течения ок. плоской длинной бесконечно тонкой пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком под углом атаки: А — область свободномолекулярного течения с однократными соударениями; В — промежуточная область с многократными соударениями; С — область течения со скользянием; D — кон. иум. 1 — ударная волна, 2 — граница пограничного слоя; 3 — макроскопич. движение потока молекул. (Масштабы зон и областей не соблюдены).

движущееся в газовом потоке тело не искажает равномерного распределения скоростей набегающих молекул; падающий и отраженный потоки молекул можно рассматривать независимо. Это позволяет развить достаточно строгую теорию с использованием Максвелла распределения [4], на к-рое накладывается скорость направленного движения потока. Применяя методы кинетической теории газов, можно определить поток импульса и энергии от молекул газа к телу. Для этого необходимо знать законы отражения молекул от твердой поверхности.

Широко распространены методы, в к-рых реальное отражение заменяется зеркально-диффузной схемой [3, 6], согласно к-рой часть молекул отражается от поверхности тела зеркально, другая часть — диффузно в соответствии с Ламберта законом (законом косинуса); причем отраженные молекулы также подчиняются максвелловскому закону распределения скоростей при темп-ре, к-рая может отличаться от темп-ры поверхности. Степень диффузности рассеяния характеризуется числом  $f$ , к-рое можно трактовать как коэфф. сохранения тангенциального импульса молекул в среднем для достаточно большого их числа (при  $f = 0$  — полностью зеркальное отражение, при  $f = 1$  — полностью диффузное отражение). Степень приближения энергии отраженной молекулы  $E_r$  к энергии, соответствующей темп-ре стенки  $E_w$ , определяется коэфф. термич. аккомодации  $\alpha = (E_i - E_r)/(E_i - E_w)$ , где  $E_i$  — энергия падаю-

щей молекулы.  $\alpha$  может быть различным для поступательной  $\alpha_r$ , вращательной  $\alpha_r$  и колебательной  $\alpha_v$  энергий молекул. Т. к. для возбуждения колебат. степеней свободы молекулы требуется много соударений, то обычно считается, что  $\alpha_v = 0$  и  $\alpha_r = \alpha_r$ . В общем случае  $\alpha$  зависит от скорости движения и темп-ры газа, материала и темп-ры стенки, от качества ее поверхности, наличия на поверхности тела адсорбированных молекул газа и т. д. Эксперименты, проведенные в широком диапазоне скоростей для различных газов и материалов, дают значения  $\alpha$  в пределах от 0,95 до 0,02, не уточняя, к каким степеням свободы он относится. Установлено, что уменьшение  $\alpha$  происходит при увеличении скорости и отношения молекулярных весов тела и газа. Коэфф.  $f$  изменяется значительно меньше и его значения лежат в пределах от 0,98 до 0,7; однако эти величины получены в весьма узком диапазоне определяющих параметров и при малых скоростях. Есть основания полагать, что  $f$  зависит от тех же параметров, что и  $\alpha$ . При малых углах падения молекул на поверхность вероятность зеркального отражения увеличивается.

Расчеты показывают, что в свободномолекулярном потоке коэфф. восстановления темп-ры  $r = (T_e - T_\infty)/(T_0 - T_\infty)$ , безразмерный коэфф. теплоотдачи и аэродинамические коэфф.циенты качественно отличаются от поведения этих же коэфф. в континуальном потоке (рис. 2). Так, напр., на затупленных телах в свободномолекулярном потоке равновесная темп-ра  $T_e$  больше темп-ры адиабатического торможения  $T_0$  (т. е.  $r > 1$ ), в то время как при континуальном тече-

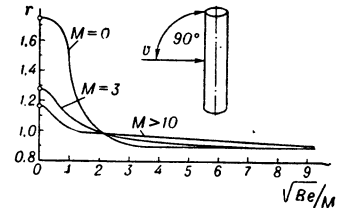


Рис. 2. Изменение  $r$  на цилиндре от континуума до свободномолекулярной области.

нью теплоизолированное тело может иметь лишь темп-ру, равную или меньшую  $T_0$  (т. е.  $r \leq 1$ ). При  $M$ -числе  $> 5$  из теории свободномолекулярного потока следует, что для всех газов  $r \rightarrow 2\gamma/(\gamma + 1)$ , где  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

В отличие от континуума, коэфф. лобового сопротивления  $c_x$  сферы зависит от отношения темп-ры  $T_w/T_i$ ,  $a$ ,  $f$  и  $M$ . Причем зависимость  $c_x$  от перепада темп-ры сильнее всего проявляется при  $a = 1$  и  $M < 10$  (более 40%) и очень незначительно при  $a < 0,1$  и  $M > 10$  (менее 8%). Важно заметить, что найденные экспериментальным путем коэфф.  $\alpha$  и  $f$  не могут быть использованы в условиях, отличных от условий их экспериментального определения. В связи с этим предприняты теоретич. исследования механизма упругого взаимодействия атомов с кристаллич. решеткой твердого тела [2]. Даже в простейшей постановке эта проблема приводит к чрезвычайно большому принципиальным трудностям.

При  $l/d \sim 1$  существенна роль межмолекулярных столкновений; при этом отраженные от поверхности тела молекулы искажают равновесное распределение скоростей молекул набегающего потока. Теоретич. решения для свободномолекулярного потока здесь уже неприемлемы. Вместе с тем такое течение еще нельзя рассматривать как течение сплошной среды. Эта промежуточная область весьма трудна для математич. анализа.

Если размер тела в десятки раз больше  $l$ , т. е.  $l/d \ll 1$ , то в потоке уже могут возникать характерные для газовой динамики ударные волны и пограничные слои на поверхности тел. Однако, в отличие от

обычного пограничного слоя, темп-ра примыкающего к стенке газа  $T_r$ , не равна темп-ре стенки  $T_w$ , а скорость потока на поверхности тела не равна нулю (поток проскальзывает). Величина скачка темп-ры ( $T_w - T_r$ ) пропорциональна  $l$  и зависит от  $\alpha$ . Величина скорости скольжения также пропорциональна  $l$  и зависит от  $f$ .

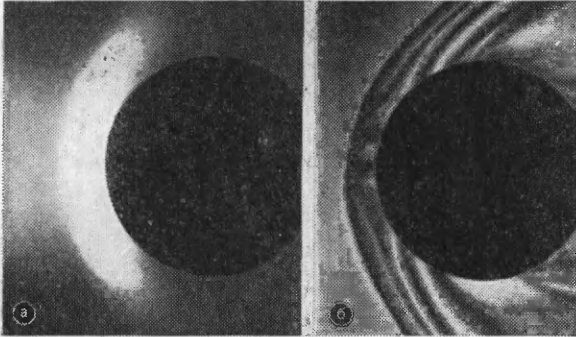


Рис. 3. Фотография ударной волны перед сферой диаметра  $d$ : а —  $M = 3,6, Re_d = 240, d = 15 \text{ мм}, \sqrt{Re}/M = 4,3$  [8]; б —  $M = 4, Re_d = 10^5$ , континуум.

Эксперименты показывают, что при увеличении разреженности газа происходит утолщение ударной волны; пограничный слой при этом остается тонким (рис. 3 и 4). Ударная волна может распространиться на всю область сжатого газа в районе передней критич. точки и слиться с пограничным слоем. С этого момента нарушаются соотношения Гюгоны на скачке уплотнения. Распределение плотности в районе передней критич. точки существенно отличается от распределения плотности в континууме (рис. 5).

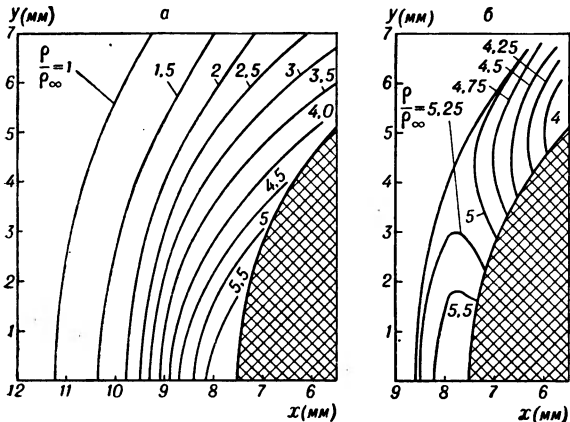


Рис. 4. Распределение плотности вблизи передней части сферы  $d = 15 \text{ мм}, M = 6$ : а — эксперимент [8] при  $Re_d = 220$ ; б — континуум, расчет [1] при  $Re = 10^6$ .

При расчете течений со скольжением поток описывается обычными уравнениями газовой динамики, но с граничными условиями, учитывающими скачок темп-ры и скорость скольжения. С помощью этих методов удается объяснить наблюдаемое в экспериментах снижение коэфф. сопротивления плоских и затупленных тел и теплоотдачи по сравнению с величинами, рассчитанными по теориям континуального течения (рис. 6).

Понятие границы области течения весьма условно. Для различных тел появление признаков, характеризующих ту или иную область, может наступить не при одних и тех же значениях параметра разре-

женности (числа Кнудсена  $Kn = l/d = M/Re$ , где  $Re$  — Рейнольдса число). Напр., при малых скоростях движения не слишком удлиненного тела поток считается свободномолекулярным, если  $Kn > 10$ . Однако эксперименты по определению  $\tau$  для цилиндров, установленных перпендикулярно потоку (рис. 2), показывают, что уже при  $M/Re > 3$  течение практически можно считать свободномолекулярным. Если обтекается длинное тело в продольном направлении, то условие однократного соударения будет соблюдаться, если среднее время  $t_1$  между двумя соударениями молекул будет больше времени  $t_2$ , в течение которого молекула пробегает длину обтекаемого тела, т. е.  $t_1/t_2 \sim M^2/Re > 10$ .

При больших скоростях для оценки вероятности встречи отраженных молекул с молекулами набегающего потока необходимо учитывать не только форму тела, но и темп-ру  $T_r$  отраженных от тела молекул, к-рая определяется коэфф.  $\alpha$ . Так, для тела, летящего со скоростью  $10 \text{ км/сек}$  (напр., плоская пластина, перпендикулярная потоку), при  $\alpha = 1 T_r = 1000^\circ \text{ К}$ , а при  $\alpha = 0 T_r = 50000^\circ \text{ К}$ . Такое изменение  $T_r$  приводит к увеличению концентрации частиц вблизи тела примерно в  $M_\infty$  раз. Т. о., если при  $\alpha = 0$  граница свободномолекулярного течения для такого тела

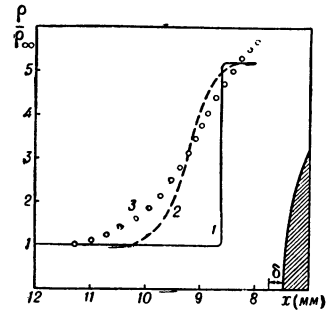


Рис. 5. Распределение плотности в ударной волне при  $M = 6, Re_d = 220$ : 1 — континуум, 2 — решение Мотт — Смита, 3 — эксперимент [8] ( $\delta$  — толщина пограничного слоя в критич. точке сферы  $d = 15 \text{ мм}$ ).

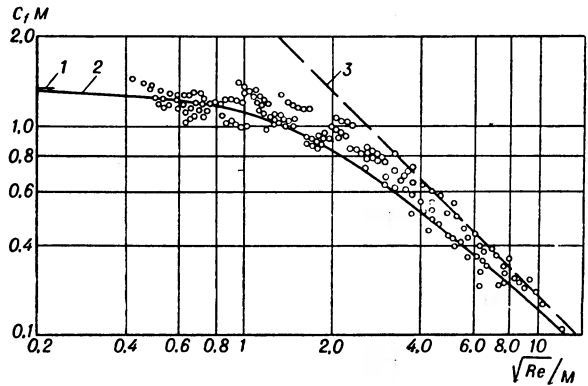


Рис. 6. Коэфф. сопротивления трения  $C_f$  на бесконечно тонкой плоской пластине под нулевым углом атаки при  $3 < M < 6$ : 1 — свободномолекулярное решение  $f = 1, T_w/T_r = 1$ ; 2 — приближенный метод расчета [7] в промежуточной области, 3 — решение Блауизуса (континуум); точки — данные эксперимента.

была на высоте  $\sim 200 \text{ км}$ , то при  $\alpha = 1$  она сдвинется на высоту  $\sim 280-300 \text{ км}$ . При движении с очень большими скоростями границу свободномолекулярного течения будет характеризовать не критерий  $Kn = M/Re$ , а величина  $Kn/M_\infty = 1/Re$  [11]. Точное значение этой величины устанавливается экспериментально.

Граница перехода от континуального течения к течению со скольжением определяется отношением  $l/\delta$ , где  $\delta$  — определяющий характерный размер. При продольном обтекании тела длины  $L$  в качестве  $\delta$  принимается толщина ламинарного пограничного слоя

( $\delta \sim LRe^{-0.5}$ ); тогда  $l/\delta \sim M/\sqrt{Re}$ . Как показывают эксперименты [7, 9] (рис. 2,6), при умеренных скоростях заметное влияние разреженности начинает проявляться при  $\sqrt{Re}/M < 20$ , а при  $\sqrt{Re}/M < 1$  пограничный слой перестает существовать.

Экспериментальные исследования в Р. г. а. приобретают особое значение в связи со сложностью теоретич. расчетов и необходимостью определения ряда эмпирич. констант, входящих в практич. методы расчета тепловых и аэродинамич. характеристик. Для определения  $\alpha$  и исследования механизма рассеяния молекулы пользуются молекулярными пучками, создаваемыми с помощью ионных, плазменных, импульсных, ударных или комбинированных установок, в к-рых воссоздаются условия полета тела с космич. скоростью на больших высотах. Для исследования в области течения со скольжением применяются аэродинамич. трубы низкой плотности. При статич. давлениях  $< 0,1$  мм рт. ст. оптич. методы (метод полос Теплера, интерферометрич. метод) становятся очень малочувствительными и для визуализации потока и количественных измерений полей плотностей используются эффекты послесвечения возбужденного азота, тлеющий разряд, поглощение коротковолновой ( $\lambda \sim 1450 \text{ \AA}$ ) ультрафиолетовой радиации и медленных ( $E \approx 1-3 \text{ кэв}$ ) электронов, рентгеновские лучи и др. методы. Чрезвычайно толстые пограничные слои, к-рые могут целиком заполнить все рабочее сечение сопла (при числах  $Re = 10-1000$ ), низкая эффективность сверхзвуковых диффузоров и большие гидравлич. потери, сложность измерения параметров потока при низком давлении обуславливают специфич. трудности проектирования и эксплуатации гиперзвуковых аэродинамич. труб низкой плотности. Полное моделирование полета аппарата с большими скоростями в верхних слоях атмосферы в аэродинамич. трубах представляет собой чрезвычайно сложную задачу, т. к. для этого требуется не только соблюдение геометр. подобия и подобия по числам  $M$  и  $Re$ , но и тождественное воспроизведение состава и темп-ры газа, физико-химич. свойств поверхности тела, а также распределения ее темп-ры, к-рая определяется балансом тепла, поступающего к поверхности от всех внутренних и внешних источников.

Лит.: 1) Белоцерковский О. М., Расчет обтекания осесимметрических тел с отогретой ударной волной, М., 1961; 2) Аэродинамика разреженных газов, сб. 1, под ред. С. В. Валландера, Л., 1963; 3) Паттерсон Г. Н., Молекулярное течение газов, пер. с англ., М., 1960; 4) Чепмен С., Каулинг Т. Д., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 5) Кинслоу М., Поттер, Соприкосновение сфер в разреженном гиперзвуковом потоке, «Ракетная техника и космонавтика», 1963, № 11; 6) Тзян Х. Ш., Аэродинамика разреженных газов, в сб.: Газовая динамика, пер. с англ., под ред. С. Г. Попова и С. В. Фальковского, М., 1950; 7) Сухнев В. А., «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1965, № 11; 8) Иванов А. В., «ИПМТФ», 1964, № 6; 9) Девинен М., Течения и теплообмен разреженных газов, пер. с франц. и англ., М., 1962; 10) Проблемы полета с большими скоростями. Сб. статей, пер. с англ., под ред. Е. В. Кудрявцева и В. П. Ионова, М., 1960; 11) Коган М. Н., «Прикл. матем. и мех.», 1962, т. 26, № 3.

Л. В. Козлов.

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА** — то же, что *разрешающая способность*.

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ** (разрешающая сила) оптич. приборов — величина, определяющая способность оптич. приборов давать раздельные изображения мелких деталей рассматриваемого предмета. Изображение светящейся точки, даваемое оптич. прибором, даже при идеальном изготовлении и отсутствии aberrаций, представляет собой вследствие дифракции (см. *Дифракция света*) кружок конечного диаметра, окруженный попеременно темными и светлыми кольцами, в к-ром концентрируется 84% всей энергии, прошедшей через входной зрачок оптич. системы. Поэтому в вопросах, связан-

ных с Р. с., можно пренебрегать влиянием остальной части фигуры рассеяния, к-рая создает нек-рый общий и довольно равномерный фон, лишь в небольшой степени снижающий контраст в изображении. Радиус центрального кружка определяется ф-лой

$$r' = 0,61\lambda/A', \quad (1)$$

где  $A'$  — численная *апертура* системы в пространстве изображений,  $\lambda$  — длина волны света.

Т. к. всякий объект представляет собой совокупность точек различной яркости, а каждая точка превращается в дифракционное пятно, происходит наложение этих пятен друг на друга; в результате изображение размывается, мелкие детали сливаются, т. е. перестают разрешаться. Число, определяющее величину Р. с., зависит от выбора предмета. Так, напр., если две точки одинаковой яркости расположены на расстоянии  $\epsilon$  друг от друга, то по мере уменьшения  $\epsilon$  кружки, их изображающие, все больше перекрываются и, когда центр одного из кружков попадет на край другого, оба изображения сливаются в одно. Этот критерий, предложенный Рэлеем, хорошо согласуется с опытом. Р. с. оптич. системы  $R$  наз. величину, обратную  $\epsilon$ , т. е.  $R = 1/\epsilon$ .

На основании (1) можно получить значения наименьшего разрешаемого расстояния для трех основных типов оптич. приборов: 1) Для телескопич. систем наименьшее разрешающее расстояние, выраженное в угловых секундах:  $\alpha = 140/D$ , где  $D$  — диаметр входного зрачка системы, выраженный в мм (при  $\lambda = 5550 \text{ \AA}$ ). 2) Для микроскопов наименьшее разрешающее расстояние в пространстве предметов  $\epsilon = 0,61 \lambda/A_1$ ; это выражение относится к самосветящимся точкам, в противном случае  $\epsilon$  зависит от способа освещения (см. *Микроскоп*). 3) Для фотообъективов Р. с. определяется как число линий на 1 мм в плоскости изображений, разрешаемых объективом. В качестве объекта в этом случае принимают *миру* Фуко, состоящую из темных и светлых полос одинаковой ширины. В этом случае критерий Рэлея, основанный на рассматривании точки, неприменим, но заменяется аналогичным (см. *Разрешающая способность фотографической системы*).

Все сказанное справедливо для идеальных оптич. систем. Наличие aberrаций и несовершенство изготовления ухудшают картину изображения точки, увеличивают размеры дифракционного пятна и уменьшают значение Р. с. Поэтому Р. с. служит критерием качества изображения. Разработан ряд тест-объектов, рассматривание к-рых через испытываемую оптич. систему (или фотографирование) дает возможность получить оценку ее качества. Р. с. зависит от положения тест-объекта относительно оси и обычно ухудшается при удалении объекта от оси, что объясняется появлением таких aberrаций наклонных пучков, как кома, астигматизм, кривизна поля и хроматич. разность увеличения. Р. с. также зависит от контраста объекта относительно фона. При максимальном контрасте (яркий объект на совершенно темном фоне) Р. с. является максимально возможной; при уменьшении контраста, т. е. при наличии светлого фона, она убывает, т. к. рассеянный от фона свет складывается со светом, вызванным aberrациями оптич. систем, что способствует более быстрому слиянию изображений точек или полос.

Любая оптич. система применяется в комбинации с определенным приемником: глазом, светочувствительным слоем, катодом электрооптич. преобразователя и т. д., обладающим более или менее зернистой структурой; последняя определяет Р. с. приемника, к-рая может быть измерена соответствующим прибором. В первом приближении можно считать, что Р. с.  $R_{оп}$  комбинации объектив — приемник связана

с Р. с. объектива  $R_0$  и Р. с. приемника  $R_{\Pi}$  ф-лой  $1/R_{\text{оп}} = 1/R_0 + 1/R_{\Pi}$ , т. е. диаметр кружка рассеяния на приемнике равен сумме диаметров кружков рассеяния, даваемых в отдельности объективом и приемником. Поэтому целесообразно применять приемники и объективы, Р. с. к-рых одного порядка величины.

Понятие Р. с. может быть определено с помощью аппаратной функции оптич. прибора, включающей в себя все факторы (дифракцию, аберрации и т. д.).

Оценка качества изображений на основании величины Р. с. наталкивается на ряд трудностей, напр. при применении мир Фуко результаты измерений дают в нек-рых случаях не одно, а неск. значений Р. с. Это привело к тому, что метод оценки на основании Р. с. все больше уступает место методу частотно-контрастной характеристики, с помощью к-рого можно получить соотношение между контрастом изображения и частотой линий в объекте (см. *Частотно-контрастная характеристика метод*).

О разрешающей силе спектральных приборов см. *Спектральные приборы*.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 1-2, М. — Л., 1948-52; 2) Слюсарев Г. Г., Геометрическая оптика, М. — Л., 1946. Г. Г. Слюсарев.

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ** фотографии и Р. с. системы характеризует ее способность разделять воспроизводить мелкие детали предмета. Р. с. измеряется по фотографич. изображению штриховой или радиальной решетки — *миры* — и количественно выражается наибольшим числом пар светлых и темных штрихов, приходящихся на 1 мм изображения и разделяемо передаваемых на снимке при оптимальной экспозиции.

Р. с. системы определяется как свойствами ее оптич. части, так и свойствами фотографич. слоя. Из-за дифракции света на диафрагмах и аберраций фотографич. объектив дает на светочувствит. слое изображение светящейся точки в виде пятна конечных размеров. В фотографич. слое, состоящем из взвешенных в желатине высокодисперсных (0,1-3 м) микрокристаллов галоидного серебра с концентрацией  $10^8-10^{10}$  см<sup>-3</sup>, вследствие большого различия показателей преломления галоидного серебра и желатина происходит сильное рассеяние света. В результате излучение распространяется за пределы образуемого объективом на слое оптич. изображения, и границы элементов фотографич. изображения размываются по сравнению с оптич. изображением.

При анализе Р. с. системы в качестве входного сигнала можно рассматривать не светящуюся точку, а объект с одномерным синусоидальным распределением яркости (синусоидальную решетку). Освещенность  $E$  в оптич. изображении такого объекта также подчиняется синусоидальному закону, но в центре поля изображение отличается от самой решетки меньшим контрастом, а по полю — дальнейшим уменьшением контраста и смещением синусоиды относительно ее положения, к-рое она должна занимать по теории идеальной оптич. системы. В фотографич. слое изображение остается синусоидальным, но становится еще менее контрастным. Величина контраста  $K = (E_{\text{max}} - E_{\text{min}})/(E_{\text{max}} + E_{\text{min}})$ , где  $E_{\text{max}}$  и  $E_{\text{min}}$  — освещенности в середине светлых и темных штрихов. Отношение контраста  $K_{\text{и}}$  изображения решетки к контрасту  $K_{\text{р}}$  самой решетки  $T(N) = K_{\text{и}}/K_{\text{р}}$  наз. коэффициентом передачи контраста (КПК), а его зависимость от частоты штрихов  $N$  изображения решетки — частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ).

Решетки с П-образным распределением яркости (штриховые), по изображению к-рых определяется Р. с., могут рассматриваться как совокупности светящихся точек или синусоидальных решеток, отличающихся по амплитуде, фазе и частоте. Распределение освещенности в такой решетке

$$E(x) = 1/2 + (2/\pi) [\cos 2\pi Nx - (1/3) \cos 3(2\pi Nx) + \dots].$$

Распределение действующей освещенности в слое во время экспонирования такой решетки (для симметричной аппаратной функции)

$$E'(x') = 1/2 + (2/\pi) [T(N) \cos 2\pi Nx' - (1/3) T(3N) \cos 3(2\pi Nx') + \dots],$$

где  $T(N)$ ,  $T(3N)$  — произведения КПК объектива и слоя. Величины  $T$  принимают значения между 0 и 1, поэтому, как

следует из ф-л, всегда  $K_{\text{и}} < K_{\text{р}}$  (рис. 1). Как видно из рис.,  $K_{\text{и}}$  с ростом  $N$  резко уменьшается. Это приводит к ограничению Р. с. системы: при падении контраста до порогового значения, определяемого контрастной чувствительностью приемника, напр. глаза, штрихи решетки разделяемо на снимке не воспринимаются. По Фризеру, Р. с. слоя

$$R_c = \frac{760}{k} \sqrt{\frac{\gamma}{(\Delta s)^*} \frac{E_{\text{max}} - E_{\text{min}}}{E_{\text{max}} + E_{\text{min}}}} = C \sqrt{\frac{1 - 10^{-D}}{1 + 10^{-D}}},$$

где  $k$  — константа, характеризующая рассеяние света в слое при экспонировании,  $(\Delta s)^*$  — критич. разность почернений фотографич. изображений светлого и темного штрихов, зависящая от зернистости,  $\gamma$  — коэфф. контрастности слоя,  $D = \lg(E_{\text{max}}/E_{\text{min}})$ . Напр., Р. с. системы, ЧКХ к-рой дана на рис. 1, составляет 65 мм<sup>-1</sup>.

Было предпринято много попыток получить ф-лы, выражающие Р. с. системы  $R_{\text{ос}}$  через Р. с.  $R_0$  объектива и Р. с.  $R_c$  слоя, определенную проек-

ционным *револьвентром* при достаточно высокой числовой апертуре микрообъектива (т. к. только в этом случае значение Р. с. относится к слою). Для системы с безаберрационными объективом по Л. П. Морозу  $R_{\text{ос}} = R_c K_{\text{р}} [1 - \exp(-R_0/K_{\text{р}} R_c)]$ , где  $R_0 \approx 1500/Z$ ,  $Z$  — знаменатель относит. отверстия,  $R_c$  — Р. с. слоя при  $K_{\text{р}} = 1$ . Эта ф-ла — приближенная и указывает ход зависимости Р. с. системы от ее параметров только качественно:  $R_{\text{ос}}$  растет с увеличением  $K_{\text{р}}$ ,  $R_0$  и  $R_c$ . Если  $\exp(-R_0/K_{\text{р}} R_c)$  разложить в ряд и ограничиться 2 членами разложения, то при  $K_{\text{р}} = 1$  получим известную ф-лу Катца:  $1/R_{\text{ос}} = 1/R_0 + 1/R_c$ . В литературе приведен еще ряд ф-л, позволяющих приблизительно предсказывать свойства системы. Зависимость  $R_{\text{ос}}$  от  $R_0$  и  $R_c$  изучалась экспериментально. Как видно из примера рис. 2,

Р. с. возрастает до нек-рого значения апертуры микрообъектива  $A$ , а затем падает. Для обычных фотографич. материалов максимум лежит обычно ок.  $A = 0,3$ . Этого явления приведенные выше ф-лы не отражают.

Если в системе применяется объектив со сферич. аберрацией, то Р. с. наибольшая при относительных отверстиях 1 : 5,6 — 1 : 8. Она падает как с увеличением отверстия (из-за увеличения аберрации), так и с его уменьшением (из-за роста дифракции света). Р. с. системы вне оси объектива (по полю кадра) ниже, чем в центре кадра, и различна в разных точках поля. Она зависит также от ориентации штрихов и поэтому должна измеряться по крайней мере в двух взаимно-перпендикулярных направлениях.

Р. с. фотографич. слоев сильно зависит от условий освещения слоя (от яркостного контраста оптич. изображения, спектрального состава излучения, экспозиции; рис. 3) и мало зависит от условий проявления и последующей химико-фотографич. обработки. Р. с. совр. черно-белых негативных материалов при экспонировании белым светом составляет в среднем от 70 до 300 мм<sup>-1</sup>, падая с ростом светочувствитель-

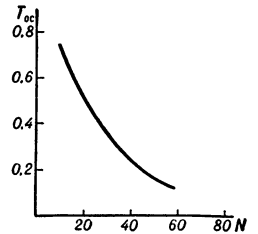


Рис. 1. Частотно-контрастная характеристика системы объектив — фотографич. слой:  $T$  — коэфф. передачи контраста;  $N$  — частота штрихов решетки.

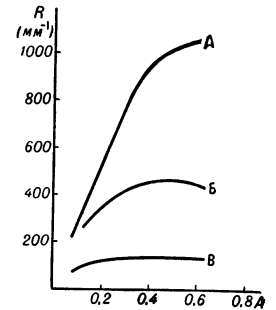


Рис. 2. Зависимость разрешающей способности фотографич. материалов различной чувствительности ( $A < B < B$ ) от числовой апертуры микрообъектива  $A$ .

ности. В отдельных случаях, напр. для спец. технич. материалов,  $R_c$  превышает  $1000 \text{ мм}^{-1}$ . В ультрафиолетовом свете, сильно поглощаемом галоидным серебром,  $R_c$  повышается в 2 и более раз. Многослойные цветные материалы обладают различной  $R_c$  в разных элементарных слоях из-за рассеяния света верхними слоями. Так, в верхнем слое  $R_c$  наибольшая — ок.  $100 \text{ мм}^{-1}$ , в нижнем — наименьшая, ок.  $30 \text{ мм}^{-1}$ . У фотоаппаратов, работающих с высококочувств. материалами,  $R_c$  в центре поля достигает  $50 \text{ мм}^{-1}$ , а по краю поля  $20\text{--}25 \text{ мм}^{-1}$  (в обычных аппаратах) и  $10\text{--}15 \text{ мм}^{-1}$  (в особо широкоугольных).

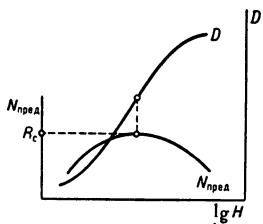


Рис. 3. Связь между предельной разрешаемой частотой штрихов  $N_{\text{пред}}$ , оптич. плотностью почернения  $D$  фотографии слоя и экспозицией  $H$ ;  $R_c$  — разрешающая способность слоя.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М., 1952, с. 158; 2) «Успехи научной фотографии», 1955, т. 4, с. 88; 3) «Оптико-механ. пром-сть», 1960, № 6, с. 1; 4) «ЖТФ», 1944, т. 14, вып. 4—5, с. 251; 5) «Ж. научной и прикл. фотографии и кинематографии», 1961, т. 6, вып. 5, с. 454. А. Т. Ацеулов.

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МИКРОСКОПА** — см. *Микроскоп и Разрешающая способность оптических приборов.*

**РАЗРЕШЕННЫЕ ЛИНИИ** — спектральные линии в спектрах атомов и молекул, соответствующие электрич. дипольным переходам, т. е. разрешенные соответствующими отбора правилами.

**РАЗРУШАЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ** (в теории прочности) — напряжение, существующее в нагруженном теле в момент, непосредственно предшествующий его разрушению.  $R_n$  — одна из основных характеристик материала и для металлов определяется разрывом цилиндрич. образцов на испытательной машине. Как правило, разрушение происходит в пластич. области, причем ему предшествует образование шейки — локального интенсивного утоньшения образца в области разрыва. Образование шейки сопровождается перераспределением напряжений и переходом к сложному напряженному состоянию в окрестности шейки, поэтому, строго говоря, можно говорить лишь об измерении среднего  $R_n$ .

Определение  $R_n$  — основная задача теории прочности, задача определения критериев прочности. Эксперименты показывают, что  $R_n$  зависят от истории нагружения тела и могут вызвать различный характер разрушения: вязкий или хрупкий. При повторных, цилиндрич. нагружениях на разрушение сильно влияют усталостные эффекты (см. *Усталость материалов*) и разрушение может произойти ниже предела упругости. Д. Д. Ивлев.

**РАЗРЫВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — колебания, при к-рых наряду со сравнительно медленными изменениями величин, характеризующих состояние колебат. системы, в нек-рые моменты происходят столь быстрые изменения этих величин, что их можно рассматривать как скачки, а весь колебат. процесс в целом как последовательность медленных изменений состояния системы, начинающихся и кончающихся мгновенным изменением состояния системы. Обычно *релаксационные колебания* рассматривают как  $R_k$ .

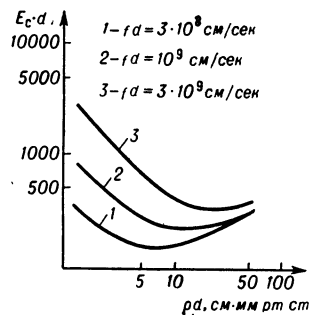
Представление о  $R_k$  оказывается полезным потому, что пренебрежение теми или иными параметрами системы упрощает рассмотрение задачи, однако это лишает возможности рассмотреть их влияние на поведение колебат. системы и написать дифференциальные ур-ния быстрых движений системы, к-рые в результате пренебрежения нек-рыми параметрами системы превращаются в скачки. С. Э. Хайкин.

**РАЗРЯД ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ** — разряд в газе под действием электрич. поля высокой частоты; обычно разряд наз. высокочастотным, если основные его характеристики мало изменяются в течение периода изменения поля. Сущест. особенностью большинства форм  $R_v$  является малая роль процессов на поверхностях, ограничивающих разрядный объем. Эта особенность связана с тем, что амплитуда колебаний электронов под действием высокочастотного поля в большинстве случаев меньше размеров разрядного объема. По способам подведения высокочастотной мощности можно различать: электродные разряды; *безэлектродные разряды*, в к-рых связь разрядного объема с источниками питания емкостная ( $E$ -разряды) или индуктивная ( $H$ -разряды); разряды с одним электродом, в к-рых замыкание тока емкостное; разряды на сверхвысоких частотах в объемных резонаторах, волноводах и др. линиях передачи; разряды под действием электромагнитных волн в «свободном» от высокочастотных устройств пространстве.

Наиболее подробно изучен  $R_v$  при низких давлениях газа ( $0,1\text{--}100 \text{ мм рт. ст.}$ ). Условие возникновения стационарного  $R_v$  при низких давлениях газа — равенство скорости возникновения свободных электронов и скорости их устранения из разрядного объема. В  $R_v$  при условиях, когда процессы на граничных поверхностях не существенны, единственный эффективный механизм возникновения свободных электронов — ионизация атомов при столкновениях с электронами. Устранение электронов может происходить вследствие их движения под действием электрич. поля, диффузии к границам разрядного объема, захвата электроотрицат. молекулами, рекомбинации. В соответствии с этим  $R_v$  иногда классифицируют по механизмам потерь электронов (диффузионный режим разряда, рекомбинационный режим разряда и т. д.).

На рис. представлены характерные кривые, определяющие зависимость амплитуды высокочастотного поля  $E_c$ , при к-ром возникает разряд в гелии, от давления  $p$ , частоты  $f$  и высоты разрядного промежутка  $d$  (предполагается, что его поперечные размеры много больше высоты). Увеличение  $E_c$  с ростом давления объясняется тем, что, как и при разряде в постоянном поле, с увеличением давления уменьшается энергия, набираемая электронами на длине свободного пробега. Рост  $E_c$  при малых давлениях связан с двумя обстоятельствами: 1) уменьшение давления приводит к ускорению диффузионного устранения заряженных частиц; 2) при низких давлениях уменьшается эффективность ускорения электронов высокочастотным полем (за время между столкновениями поле успевает неск. раз изменить направление). Уменьшение  $E_c$  при увеличении частоты также вызывается снижением эффективности ускорения электронов.

Постоянное магнитное поле существенно влияет на величину  $E_c$ , при к-ром возникает  $R_v$ . Это влияние связано с уменьшением скорости диффузии электронов и с изменением эффективности их ускорения (если высокочастотное электрич. поле не параллельно магнитному полю). Особенно сильным оказывается влияние постоянного магнитного поля на возникновение  $R_v$  вблизи *циклотронного резонанса*, когда циклотронная частота электронов близка к угловой частоте поля и эффективность ускорения электронов



резко возрастает. Если частота столкновений электронов много меньше частоты поля, то вблизи циклотронного резонанса происходит резкое уменьшение  $E_c$ .

Стационарный режим Р. в. при низких давлениях и не очень больших концентрациях заряженных частиц во многом аналогичен режиму положит. столба тлеющего разряда (поэтому Р. в. при низких давлениях иногда наз. т л е ю щ и м). Условием поддержания стационарного режима Р. в. как и в положит. столбе, является равенство скорости ионизации и скорости устранения заряженных частиц (связанного с дипольной диффузией, рекомбинацией и захватом электронов). При концентрациях электронов, при к-рых плазменная частота (см. Плазма) приближается к частоте поля, происходит изменение режима Р. в., вызванное перераспределением электрич. поля в плазме. В нек-рых режимах Р. в. под действием неоднородного высокочастотного поля формируется оторванное от стенок плазменное образование.

При очень низких давлениях газа, при к-рых длина свободного пробега электронов больше размеров разрядного объема, возможно возникновение Р. в., связанного с вторичной электронной эмиссией из стенок разрядного объема. Условия возникновения разряда наиболее благоприятны, если время пролета электронов от одной стенки до другой равно половине периода поля (вторично-эмиссионный резонансный разряд). В магнитном поле, параллельном стенкам, разряд аналогичного типа может возникать при частотах, близких к удвоенной циклотронной частоте электронов. Механизм формирования и поддержания Р. в. при больших давлениях газа (близких к атмосферному) изучен значительно менее детально, чем при низких. Большинство исследований содержит лишь феноменологич. описание свойств разряда Р. в. между двумя электродами при больших давлениях и токах разряда наз. высокочастотной дугой. Этот разряд характеризуется ярким локализованным свечением. Удаляя из высокочастотной дуги один из электродов, можно получить ф а к е л ь н ы й разряд (одноэлектродный). Если один из электродов имеет малый радиус кривизны, то возникает коронный Р. в. с ветвистой структурой.

Импульсный Р. в. получается под действием импульсно-модулированного (по амплитуде) высокочастотного поля. При воздействии одиночных импульсов условие возникновения Р. в. — накопление за время импульса значит. концентрации заряженных частиц. Условия возникновения Р. в. под действием периодически повторяющихся импульсов (с достаточно большой частотой повторения) могут неск. отличаться от условий, соответствующих одиночному импульсу. Для существования самоподдерживающегося разряда необходимо, чтобы нарастание концентрации заряженных частиц за время импульса полностью компенсировало спад концентрации за время между импульсами. При малой длительности импульсов напряженность поля, вызывающего возникновение Р. в., значительно больше, чем в непрерывном режиме.

Р. в. используются в ионных и плазменных источниках, в качестве источников света в спектроскопии, для создания начальной ионизации в плазменных установках. Мощные Р. в. используются в экспериментах, связанных с проблемой управляемых термоядерных реакций. Р. в. применяются в технике для коммутации высокочастотной мощности. В частности, разрядники сверхвысоких частот применяются в антенных коммутаторах радиолокационных станций. Прикладное значение исследований Р. в. связано также с необходимостью предотвращения разряда в различных высокочастотных устройствах.

Лит.: 1) Радиотехническая электроника, под ред. Н. А. Капцова, М., 1960, гл. VIII; 2) Brown S. C., Breakdown in gases: Alternating and high-frequency fields, в кн.: Handbuch

der Physik, hrsg v. S. Flügge, Bd 22, В., 1956, S. 531; 3) Голант В. Е., Газовый разряд на сверхвысоких частотах, «УФН», 1958, т. 65, вып. 1, с. 39; 4) Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961, гл. 5, 7, 10. В. Е. Голант.

**РАЗРЯДНИК** — газоразрядный прибор для замыкания и размыкания электрич. цепи; содержит 2 или более электрода (один или больше разрядных промежутков). При изменении напряжения, приложенного к электродам, давления  $p$  и расстояния между электродами  $d$ , а также при воздействии на электроды и газоразрядный промежуток электромагнитного излучения и т. п. в Р. зажигается или гасится электрич. разряд, замыкающий или размыкающий электрич. цепь, в к-рую он последовательно включен. Напряжение зажигания или пробоя  $U_{пр}$  определяется кривой Пашена (зависимость  $U_{пр}$  от произвед.  $pd$ ). В импульсном режиме  $U_{пр}$  может быть значительно большим, чем в статич. режиме. Отношение  $K = U_{пр\text{ имп}} / U_{пр\text{ ст}}$  наз. коэф. ф и ц и е н т о м и м п у л ь с а; оно обусловлено статистич. запаздыванием зажигания разряда  $t_3$  и временем его формирования. В зависимости от давления и параметров электрич. цепи в Р. могут иметь место различные формы разряда: корона, тлеющий разряд, искра, дуговой и высокочастотный разряд или смешанные формы.

Р. широко применяются в электротехнике, радиоэлектронике, автоматике и экспериментальной физике (для защиты электрич. цепей и приборов от перенапряжений) как излучатели и модуляторы электромагнитных колебаний (искровой разрядник); для коммутации цепей в импульсной миллимикросекундной технике; для передачи энергии в нагрузку от емкостных накопителей энергии (см. Газовые разрядники). Р. часто служат для измерений высокого (постоянного, переменного или импульсного) напряжений (см. Измерительный разрядник), а иногда — индикаторами вакуума (по величине  $U_{пр}$  и характеру свечения оценивают степень разряднения в системе). В экспериментальной физике управляемые Р. служат для включения импульсных устройств с точностью до десятых и сотых долей мксек (см. Искровая камера, Керра ячейка, Молекулярный генератор и т. д.). Применение Р. для генерирования больших импульсов тока позволяет значительно уменьшить индуктивность коммутирующих устройств (напр., при исследовании плазмы).

Лит.: 1) Калашников А. М., Слуцкий В. З., Электровакuumные приборы и импульсная техника, 2 изд., М., 1962 (Основы радиотехники и радиолокации); 2) Гуревич М. Д., Гуревич М. Д., Электровакuumные приборы, 2 изд., М., 1960; 3) Мик Д. Ж., Крагс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960, см. также лит. при ст. Газовые разрядники. Л. С. Эйг.

**РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ** — см. Электрические разряды в газах.

**РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ** с п л а в о в — процесс, обратный упорядочению; заключается в уменьшении степени дальнего или ближнего порядка в расположении атомов сплавов. В сплавах со сверхструктурой Р. может иметь место как при повышении темп-ры (темп-рное Р.), так и при отклонении состава от стехиометрического (концентрационное Р.). В сплавах, в к-рых образование сверхструктуры является фазовым превращением 2-го рода ( $\beta$ -латунь, FeCo), дальний порядок при нагревании уменьшается непрерывно и достигает нуля в точке фазового перехода (точке Курнакова). То же происходит при концентрационном Р. Когда же образование сверхструктуры является превращением 1-го рода ( $\text{Cu}_3\text{Au}$ ,  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ ), дальний порядок в точке Курнакова изменяется скачком от некоего конечного значения до нуля как при повышении темп-ры, так и при изменении концентрации. Ближний порядок в сплавах при повышении темп-ры уменьшается непрерывно.



Р. в сплавах с дальним и ближним порядком происходит также под воздействием пластич. деформации и облучения частицами разного рода. При пластич. деформации наибольшее Р. имеет место при прохождении одиночных *дислокаций*. Прохождение дислокаций парами приводит к значительно меньшему Р. и поэтому энергетически более выгодно. Наличие парных дислокаций наблюдалось во многих сплавах со сверхструктурами.

Лит.: 1) Кривоглаз М. А., Смирнов А. А., Теория упорядочивающихся сплавов, М., 1958; 2) Мурто Т., Такаги Ю., Теория явлений упорядочения в сплавах, пер. с англ., М., 1959 И. Л. Антекар.

**РАЗУПРОЧНЕНИЕ** — процесс понижения прочности и повышения пластичности материалов, предварительно упрочненных в результате *наклепа*, термич. обработки (для сталей — закалка с низкотемпературным отпуском, а для сплавов с ограниченной растворимостью, зависящей от темп-ры, — дисперсионное твердение), или облучения частицами с высокой энергией (нейтроны,  $\gamma$ -лучи, электроны). Упрочненное состояние (см. *Упрочнение*) связано с наличием структурных несовершенств различного рода и масштаба и является метастабильным. Поэтому при нагреве или в случае относительно легкоплавких металлов и сплавов, при длительном выживании при комнатной темп-ре происходит Р., к-рое является следствием огубления микро- и субмикроструктуры упрочненного материала (видоизменения дислокационной структуры). Р. при нагреве после наклепа происходит уже при отдыхе, когда имеет место частичная аннигиляция точечных

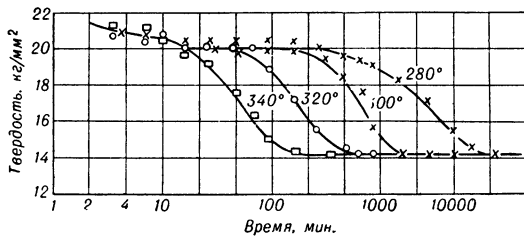


Рис. 1. Изменение твердости алюминия, деформированного растяжением до 20%, со временем при различных температурах.

дефектов и дислокаций, а также их перераспределение, и полностью завершается после *рекристаллизации*, приводящей к образованию новых зерен, плотность дислокаций в к-рых значительно ниже, чем в деформированных.

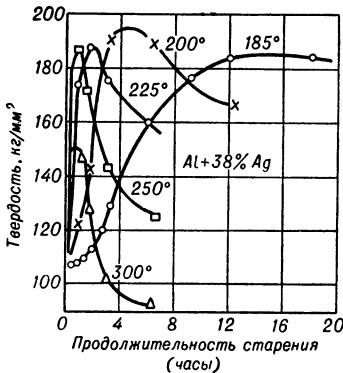


Рис. 2. Изменение твердости сплава Al + 38% Ag при нагреве после закалки.

Степень Р. зависит от темп-ры и времени отжига (рис. 1).

Легированные элементы повышают температуру Р. Напр., предел текучести железа при нагреве после деформации прокаткой до 8% начинает снижаться уже при 200° С, а введение 0,8% ниобия повышает темп-ру начала Р. до 600° С.

Р. при нагреве после дисперсионного твердения (рис. 2) связано с нарушением сопряжения (когерентности) между кристаллич. решетками частиц выделяющейся фазы и основного твердого раствора, коагуляцией указанных частиц (увеличением среднего

расстояния между ними), обеднением твердого раствора легирующими элементами и отдыхом или рекристаллизацией твердого раствора. При достаточно высоком нагреве Р. может быть обусловлено обратным растворением выделившихся частиц в твердом растворе. Удельная роль каждого из перечисленных процессов в Р. зависит от состава сплава и режима термич. обработки. Р. при нагреве облученных материалов обусловлено перераспределением точечных дефектов, их частичной аннигиляцией, изменением взаимодействия с дислокациями, а также с перераспределением дислокаций, закрепленных точечными дефектами и образовавшихся в результате скопления точечных дефектов. Р. может иметь место также непосредственно в процессе пластич. деформации в тех случаях, когда происходит поперечное скольжение и переползание дислокаций.

Лит.: 1) Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; 2) Кардонский В. М., Курдюмов Г. В., Перкас М. Д., в сб.: Проблемы металлургии и физики металлов, М., 1962, вып. 7, с. 7—33

В. М. Розенберг.

**РАКА КОЭФФИЦИЕНТЫ** — математич. выражения, служащие для упрощения вычисления сумм произведений трех и большего числа *Клебша—Гордана* коэффициентов по магнитным квантовым числам в задачах сложения моментов количества движения в атомной и ядерной физике. Такие суммы встречаются в теории спектров сложных атомов, в теории ядра, в теории угловых корреляций частиц и угловых распределений продуктов ядерных реакций. Впервые эти коэфф. введены Рака [1—3]. Р. к., аналогично коэффициентам Клебша—Гордана, с точностью до множителя могут быть определены как  $\hat{f}$ -ции преобразования, позволяющие переходить от одного представления к другому. Наиболее просто их можно ввести, решая задачу о собственных  $\hat{f}$ -циях оператора квадрата полного момента  $\hat{J}^2 = (\hat{J}_1 + \hat{J}_2 + \hat{J}_3)^2$  и его проекции  $\hat{J}_z$  (здесь  $\hat{J}_1, \hat{J}_2, \hat{J}_3$  — операторы составляющих моментов). Эта задача легко решается с помощью Клебша—Гордана коэфф., если известны собственные  $\hat{f}$ -ции  $(x_1|j_1m_1), (x_2|j_2m_2), (x_3|j_3m_3)$ . Здесь использованы обычные обозначения Дирака [7]. При решении задачи можно сначала найти собственные  $\hat{f}$ -ции операторов  $\hat{J}_1^2 = (\hat{J}_1 + \hat{J}_2)^2$  и  $\hat{J}_{12z}$ , а потом собственные  $\hat{f}$ -ции операторов  $\hat{J}^2$  и  $\hat{J}_z$ . Можно действовать и в другом порядке: найти, напр., собственные  $\hat{f}$ -ции операторов  $\hat{J}_1^2$  и  $\hat{J}_{23z}$ , а потом, спаривая их с  $\hat{f}$ -циями  $(x_1|j_1m_1)$ , найти  $\hat{f}$ -ции операторов  $\hat{J}^2$  и  $\hat{J}_z$ . Для построенных таким образом  $\hat{f}$ -ций введем обозначения:  $(x_1x_2x_3|J_{12j_3JM})$  и  $(x_1x_2x_3|j_1J_{23JM})$ . Собственные  $\hat{f}$ -ции  $(x_1|j_1m_1), (x_2|j_2m_2), (x_3|j_3m_3), (x_1x_2x_3|J_{12j_3JM})$  и  $(x_1x_2x_3|j_1J_{23JM})$  ортонормированы и образуют полную систему. Напишем разложение функции  $(x_1x_2x_3|j_1J_{23JM})$  по  $\hat{f}$ -циям  $(x_1x_2x_3|J_{12j_3JM})$ :

$$(x_1x_2x_3|j_1J_{23JM}) = \sum_{J_{12}} (x_1x_2x_3|J_{12j_3JM}) (J_{12j_3J}|j_1J_{23J}). \quad (1)$$

Умножая слева и справа это разложение на  $\hat{f}$ -цию  $(x_1x_2x_3|J_{12j_3JM})$  и интегрируя по  $x_1, x_2, x_3$ , получим выражение для искомого коэффициента:

$$(J_{12j_3J}|j_1J_{23J}) = \sum_{j_2, m_2} (j_1M - m_2j_2m_2|J_{12}M - m + m_2) \times \\ \times (j_2m_2j_3m - m_3|J_{23}m) (j_1M - mJ_{23}m|JM) \times \\ \times (J_{12}M - m + m_2j_3m - m_3|JM). \quad (2)$$

Из разложения (1) видно, что  $(J_{12j_3J}|j_1J_{23J})$  есть не что иное, как волновая  $\hat{f}$ -ция состояния  $|j_1J_{23J}\rangle$  в представлении  $(J_{12j_3J}|$  и, следовательно, согласно Дираку, ее можно использовать для перехода от представления  $(j_1J_{23J}|$  к представлению  $(J_{12j_3J}|$ .

Соотношение (1) было использовано Рака для определения  $W$  коэффициентов:

$$(2e + 1)^{1/2}(2f + 1)^{1/2}W(abcd; ef) = (eabcd | afbc). \quad (3)$$

Рака вычислил суммы по  $m, m_2$  в (2) и получил общее выражение для  $W$ , но ввиду его громоздкости оно здесь не приводится.

Из определения коэффициентов  $W$  видно, что они имеют смысл только для целых и полуполных значений  $a, b, c, d, e, f$  со следующими ограничениями:

а) сумма каждой из троек чисел  $(a b e), (e d c), (b d f), (a f c)$  должна быть целым числом;

б) для того, чтобы коэфф.  $W$  был отличен от нуля, каждая из этих троек чисел должна удовлетворять правилу треугольника (длина любой стороны треугольника должна быть меньше или равна сумме длин двух других сторон).

Р. к. обладают высокой степенью симметрии по отношению к перестановкам их аргументов:

$$\begin{aligned} W(abcd; ef) &= W(badc; ef) = W(cdab; ef) = \\ &= W(acbd; fe) = (-1)^{e+f-a-d} W(efbc; ad) = \\ &= (-1)^{e+f-b-c} W(aefd; bc). \end{aligned} \quad (4)$$

Ф-лы и таблицы численных значений Р. к. приведены в работах [4, 5].

Лит.: 1) Расаи Г., «Phys. Rev.», 1942, v. 61, № 3—4, p. 186; 2) его же, там же, 1942, v. 62, № 9—10, p. 438; 3) его же, там же, 1943, v. 63, № 9—10, p. 367; 4) Blatt J. M., Biedenharn L. C., «Rev. Modern Phys.», 1952, v. 22, № 4, p. 258; 5) Балдин А. М., Гольдманский В. И., Розенталь И. Л., Кинематика ядерных реакций, М., 1959; 6) Юцис А. П., Левинсон И. Б., Ванagas В. В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960; 7) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М.—Л., 1960.

В. А. Петрушкин.

**РАКЕТА** — летательный аппарат тяжелее воздуха, к-рый приобретает скорость полета за счет сил реакции (сил отдачи) отбрасываемых от аппарата частиц. Результирующая сил реакций — реактивная сила (реактивная тяга) — получается при помощи реактивных двигателей. Реактивная сила обычно параллельна вектору скорости центра масс Р. или образует с ним (при маневре) небольшой угол.

Р. получили широкое распространение. Так, напр., беспилотные космич. Р. (иногда — космич. корабли) могут применяться для дальней радиосвязи, навигации, метеорологич. службы, разведки, раннего предупреждения о ракетном нападении противника, как носители оружия, перехватчики спутников и баллистич. Р. противника, как научные лаборатории по исследованию свойств космич. пространства и др. Пилотируемые Р. и космич. корабли могут служить также орбитальными лабораториями и биостанциями, для целей геодезии и картографии и др.

Совр. Р. классифицируются по многочисленным признакам: напр, а) по типу применяемых двигателей

Конструкция одноступенчатой ракеты: 1 — боевой заряд или аппарат для научных исследований; 2 — отсек с приборами управления полетом; 3 и 4 — баки для горючего и окислителя; 5 — реактивный двигатель с газовыми и возд. рулями и рулевыми машинками; 6 — сопло реактивного двигателя.

(Р. с жидкостным реактивным двигателем, прямоточным воздушно-реактивным двигателем, Р. с двигателями твердого топлива, с ионными, плазменными двигателями и т. п.); б) по числу ступеней (одноступенчатые, двухступенчатые, трехступенчатые и т. д.);

в) по типу систем управления (неуправляемые Р., с инерционными системами управления, радиоуправляемые, с программным управлением и др.); г) по цели применения (военные, метеорологические, навигационные, астрономические, для биологич. исследований и т. п.); д) по траектории центра масс (планирующие, баллистические, орбитальные, со стационарной 24-часовой орбитой, предназначенные для облета Луны, Марса и т. д.). В нек-рых классификациях указываются и др. признаки конструкции Р., как, напр.: крылатая или бескрылая, с газовыми или воздуш. рулями и др. Наиболее полно разработана классификация Р. по боевому применению. Здесь указывается положение стартовой площадки Р. и положение цели. Напр., Р. типа «земля—земля», «воздух—море» или «море—земля» и т. д.

Конструкцию одноступенчатой Р. см. на рис.

Летные характеристики Р. определяются в основном двумя параметрами: относит. запасом топлива, или числом Циолковского  $Z$  (отношением веса топлива к стартовому весу ракеты без топлива) и величиной относит. скорости отбрасываемых частиц  $V_r$ . В наиболее прогрессивных конструкциях Р.  $Z$  достигает 9—10, а лучшие реактивные двигатели (на хим. топливе) позволяют получить относит. скорость отбрасываемых частиц в пустоте 3500—4000 м/сек.

А. А. Космодемьянский.

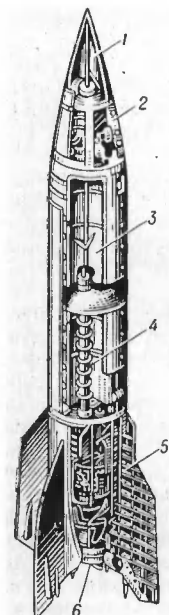
**РАКЕТА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКАЯ** — ракета для подъема в высокие слои атмосферы исследовательских приборов, измеряющих структурные параметры атмосферы (температуру, давление, плотность, состав воздуха, скорость и направление ветра и др.). В отличие от геофизич. ракет, Р. м. более проста, имеет ограниченный потолок подъема (100—150 км) и сравнительно малый вес (до 300—400 кг). Запуска Р. м. производят в различных географич. районах, включая Арктич. и Антарктич. зоны, как с наземных пунктов, так и с кораблей.

Р. м. состоит из двух частей: двигат. установки и отделяемой головной части с измерит. аппаратурой. На подъеме полет происходит обычно со сверхзвуковыми скоростями, в связи с чем измерит. аппаратура должна обладать малой инерционностью и высокой прочностью по отношению к перегрузкам и вибрации. На спуске в ряде вариантов Р. м. применяют парашют для уменьшения скорости движения (что повышает точность измерений), позволяет определить скорость и направление ветра) и спасения аппаратуры. Высокая скорость движения Р. м. оказывает существенное влияние на многие измеряемые параметры, что приводит к необходимости размещения соответствующих датчиков в аэродинамически наименее возмущенных зонах. Влияние возмущения учитывается с помощью спец. теоретич. или полумпирич. соотношений.

Температура атмосферы  $T_\infty$  измеряется термометрами сопротивления или бусинковыми термосопротивлениями и рассчитывается по показанию датчиков температуры с помощью соотношения:

$$\begin{aligned} T_\infty &= T_{пр} - r \frac{\gamma - 1}{\gamma c_v} v^2 + \frac{c_p}{h} \frac{dT_{пр}}{dt} - \frac{1}{h} Q_R + \\ &+ \frac{\epsilon \sigma T_{пр}^4}{h} - \frac{Q_{Дж}}{h} + \frac{Q_K}{h}. \end{aligned}$$

Здесь  $T_{пр}$  — температура датчика, 2-й член в правой части учитывает нагрев датчика за счет торможения потока газа ( $r$  — коэфф. восстановления,  $v$  — скорость ракеты,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме,  $R_B$  — газовая постоянная для воздуха), 3-й член учитывает инерционные свойства прибора, имеющего теплоемкость  $c_p$ . След. члены учитывают поглощенную  $Q_R$  и излученную  $\epsilon \sigma T_{пр}^4$  энергии ( $\epsilon$  — коэфф. излучения датчика,  $\sigma$  —



постоянная Стефана—Больцмана), джоулево тепло, выделенное в приборе  $Q_{\text{дж}}$  и теплоотвод через поддерживающий кронштейн  $Q_K$  ( $h$  — коэфф. конвективного теплообмена). Одни величины, входящие в ур-ние, определяются в лабораторном модельном эксперименте, другие — рассчитываются теоретически или измеряются в эксперименте. Измеряется темп-ра также и с помощью двух манометров, один из к-рых измеряет полное  $p_{\text{п}}$ , а другой — статическое  $p_{\text{ст}}$  давление атмосферы. При этом

$$T_{\infty} = \frac{v^2}{2R_B} \frac{p_{\text{ст}} \bar{p}_{\text{п}} - \bar{p}_{\text{ст}} p_{\text{п}}}{p_{\text{п}} - p_{\text{ст}}}$$

Коэфф. давления манометров — полного напора  $\bar{p}_{\text{п}}$  и статич. давления  $\bar{p}_{\text{ст}}$  — определяются заранее в модельном аэродинамич. эксперименте. Широко применяется и звукометрич. метод определения темп-ры, основанный на измерении скорости распространения звука от последоват. взрывов гранат, выбрасываемых из ракеты.

Давление и плотность атмосферы определяются манометрами различного типа: мембранными, тепловыми, ионизационными и магнитоэлектрическими. Переход от показаний манометров к давлению свободной атмосферы осуществляется с помощью полуэмпирич. соотношения:

$$p_{\infty} = \frac{p_{\text{п}} (T_{\text{в}}/T_{\text{п}})^k}{1 + \bar{p} v^2 / 2R_B T_{\infty}}$$

где  $T_{\text{в}}$  — темп-ра заторможенного воздуха на поверхности головной части ракеты, равная  $T_{\text{в}} = T_{\infty} + r(\gamma - 1)v^2/2\gamma R_B$ ,  $p_{\text{п}}$  — давление, измеренное прибором,  $T_{\text{п}}$  — темп-ра стенок прибора,  $k$  — коэфф. термич. эффузии воздуха в манометре. Кроме того, для определения плотности применяется метод падающих шаров, скорость падения к-рых однозначно связана с плотностью атмосферы. Горизонтальный снос шара позволяет определить скорость и направление ветра. Эти величины измеряются также радиолокационным прослеживанием дрейфа головной части ракеты, опускающейся на парашюте, или локацией металлч. фольги, выбрасываемой из ракеты. Относит. состав атмосферы определяется, как правило, масс-спектрометрич. методами; в основном применяются радиочастотные масс-спектрометры.

Сигналы датчиков измерит. приборов поступают через коммутационные устройства на вход передатчика радиотелеметрич. системы (см. Радиотелеметрия). Прием и регистрация сигналов осуществляются наземной телеметрич. станцией. Измерения траектории Р. м. производятся кинотеодолимами, баллистич. камерами, радиолокаторами (активное и пассивное прослеживание), радиодоплеровскими системами. Методика обработки полученных данных весьма сложна, требует знания различного рода вспомогат. параметров, в первую очередь, аэродинамич. коэфф. коэффициентов; поэтому для обработки данных широкое применение находит машинно-вычислит. техника.

Лит.: 1) Калининский А. В., Пинус Н. З., Аэрология, ч. 1, Л., 1951; 2) Кондратьев К. Я., Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников, Л., 1962; 3) Ракетные исследования верхней атмосферы. [Сб. статей], под ред. Р. Л. Ф. Бойда, М. Дж. Ситона, пер. с англ., М., 1957; 4) Мессис Х. С. В., Бойд Р. Л. Ф., Верхняя атмосфера, пер. с англ., Л., 1962. Г. А. Кокин.

**РАКЕТОДИНАМИКА** — то же, что Динамика ракет.

**РАМЗАУЭРА ЭФФЕКТ** — в узком смысле — высокая проникаемость молекул или атомов газа для электронов малых скоростей; в более общем смысле — аномальный характер рассеяния медленных электронов в нек-рых газах, проявляющийся в немоновотной

зависимости эффективного поперечного сечения рассеяния медленных электронов от их скорости. Р. э. был обнаружен при исследовании рассеяния электронов в аргоне [1]. Р. э. находится в противоречии с классич. представлениями, согласно к-рым рассеяние должно монотонно убывать с ростом скорости электронов. Было найдено, что в области ок. 1 эв имеется глубокий минимум эффективного сечения, так что электроны проходят сквозь газ, практически не рассеиваясь, — газ становится прозрачным для медленных электронов. С возрастанием энергии эффективное сечение рассеяния быстро растет, достигает максимума ок. 12 эв, а затем плавно падает. Подобный же характер рассеяния электронов был получен и для других, более тяжелых инертных газов (рис. 1). Для др. газов также были получены сложные зависимости

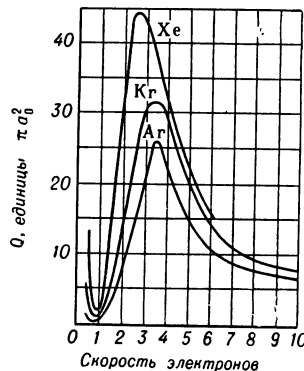


Рис. 1. Полное эффективное сечение столкновения в Ar, Kr и Xe.

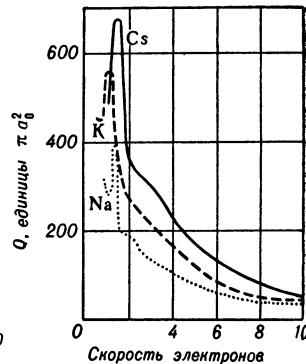


Рис. 2. Полное эффективное сечение столкновения в Na, K и Cs.

сечения рассеяния от скорости электронов. В качестве примера на рис. 2 представлены зависимости для паров щелочных металлов. На обоих рис. по оси абсцисс отложены скорости электронов в корнях квадратных эв, а по оси ординат — эффективные сечения  $Q$  в единицах  $\pi a_0^2$ , где  $a_0$  — радиус 1-й боровской орбиты.

Косвенно Р. э. было обнаружено также при исследовании подвижности электронов в газах [2]. Вычисленная на основе произведенных измерений длина свободного пробега электронов в Ar круто падала при возрастании их направленной скорости от  $4 \cdot 10^7$  до  $12 \cdot 10^7$  см/сек.

Теоретич. объяснение Р. э. основывается на рассмотрении фазовых сдвигов, к-рые вносит в падающую электронную волну рассеивающий потенциал атома. При этом электронная волна разлагается на ряд гармоник, соответствующих различным значениям квантованного момента количества движения электрона относительно рассеивающего центра поля атома. Условием существования Р. э. является наличие такого фазового сдвига в гармонике, вносящей главный вклад в величину эффективного сечения, к-рый соответствовал бы целому числу длин волн. Проведенные расчеты позволили обосновать наличие Р. э. у Ar и более тяжелых инертных газов, отсутствие Р. э. у He и Ne, а также нек-рые особенности хода эффективного сечения рассеяния электронов на др. атомах и молекулах. Квантовомеханич. характер рассеяния электронов в газах проявляется наряду с Р. э. в угловом распределении рассеянных электронов, в к-ром обнаруживается ряд чередующихся максимумов и минимумов.

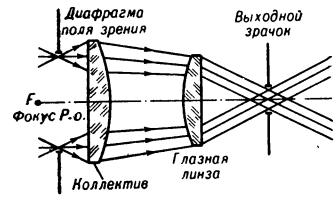
Р. э. играет существ. роль в различных явлениях газового разряда, определяя, в частности, зависимость градиента в плазме от давления газа и вид нек-рых

др. характеристик, связанных с подвижностью электронов. См. [3, 4].

Лит.: 1) Ramsauer C., «Ann. Physik», 1921, Bd 66, S. 546; 2) Townsend J., Bailey V., «Philos. Mag.», 1922, v. 43, p. 593; 3) Мессис Г., Бархольд Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958, гл. 1 и 3; 4) Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л. — М., 1948, гл. 5. Л. А. Сена.

**РАМОЧНАЯ АНТЕННА** — магнитная антенна, состоящая из одного или неск. витков произвольной формы (обычно круглых и треугольных), лежащих в одной (обычно вертикальной) плоскости. При приеме радиоволн переменный магнитный поток  $\Phi(t) = H(t)S$  пронизывает плоскость рамки с эффективной площадью  $S$ , в к-рой индуцируется переменный ток,

**РАМСДЕНА ОКУЛЯР** (Ramsden J.) — окуляр, состоящий из двух плоско-выпуклых линз, обращенных выпуклыми сторонами друг к другу и разделенных возд. промежутком (рис.). Первая из них, ближайшая к объективу (коллектив), находится вблизи



плоскости изображения, даваемого объективом, и несколько позади этой плоскости, с к-рой совпадает передняя фокальная плоскость Р. о. В то же время коллектив находится почти в переднем фокусе глазной линзы; т. о., в Р. о. фокусные расстояния всего окуляра, коллектива и глазной линзы, а также расстояния между обеими линзами приibl. равны между собой. Т. к. передний фокус Р. а. действительный, можно в переднюю фокальную плоскость поместить сетку или крест нитей, что важно для измерит. целей.

Подбором соотношений фокусных расстояний линз и возд. промежутка удастся значительно исправить аберрации. Поле зрения не превышает 30—40°.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЯ** — одно из основных понятий теории вероятностей и математической статистики. Р. вероятностей случайной величины  $\xi$ , возможные значения к-рой образуют конечную или бесконечную последовательность, задается указанием этих значений  $x_1, x_2, \dots, x_n, \dots$  и соответствующих им вероятностей  $p_1, p_2, \dots, p_n, \dots$ . При этом вероятности  $p_m$  должны быть положительными и в сумме должны давать единицу. Р. указанного типа называются дискретными. Примеры дискретного Р. — биномиальное распределение, полиномиальное распределение, Пуассона распределение.

Однако задание Р. указанием возможных значений  $x_n$  в соответствующих вероятностей  $p_n$  не всегда возможно. Напр., если величина распределена «равномерно» на отрезке  $[-1/2; 1/2]$ , подобно «ошибкам округления» при измерениях непрерывных величин, то вероятность каждого отдельного значения равна нулю. Р. таких случайных величин задается указанием вероятности того, что случайная величина  $\xi$  примет значение из любого наперед заданного интервала. В том случае, когда существует функция  $p_\xi(x)$  такая, что вероятность попадания  $\xi$  в любой интервал  $(a, b)$

равна  $\int_a^b p_\xi(x) dx$ , Р. величины  $\xi$  называется непрерывным. Функция  $p_\xi(x)$  носит название *плотности вероятности*.

Важнейшее Р. непрерывного типа — нормальное распределение. Другие примеры: Коши распределение, логарифмически-нормальное распределение, Максвелла распределение, равномерное распределение, Релея распределение.

Р. случайных величин не исчерпываются дискретными и непрерывными типами: они могут быть и более сложной природы. Поэтому желательно иметь такое

описание Р., к-рое было бы пригодно во всех случаях. Это описание может быть достигнуто, напр., при помощи т. н. ф-ции распределения  $F_\xi(x)$ . Значение этой ф-ции при каждом фиксированном  $x$  равно вероятности  $P\{\xi \leq x\}$  того, что случайная величина  $\xi$  примет значение, меньшее  $x$ , то есть  $F_\xi(x) = P\{\xi \leq x\}$ . Функция Р. есть неубывающая функция  $x$ , изменяющаяся от 0 до 1 при изменении  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Вероятность того, что  $\xi$  примет значение из некого полуинтервала  $[a, b]$ , равна вероятности того, что  $\xi$  будет удовлетворять неравенству  $a \leq \xi < b$ , т. е. равна  $F(b) - F(a)$ .

Часто полное описание Р. (напр., при помощи плотности или функции Р.) заменяют заданием небольшого числа характеристик, к-рые указывают или на наиболее типичные (в том или ином смысле) значения случайной величины, или на степень рассеяния значения случайной величины около некого типичного значения. Из этих характеристик наиболее употребительны *математическое ожидание* (среднее значение) и *дисперсия*. О других числовых характеристиках см. *Вероятное отклонение, Медиана, Мода, Моменты*.

Р. вероятностей имеют много общего с Р. каких-либо масс на прямой. Так, случайной величине, принимающей значения  $x_1, x_2, \dots, x_n$  с вероятностями  $p_1, p_2, \dots, p_n$ , можно поставить в соответствие Р. масс, при к-ром в точках  $x_k$  размещены массы, равные  $p_k$ . При этом формулы для математич. ожидания и дисперсии оказываются совпадающими с формулами, определяющими соответственно центр тяжести и момент инерции указанной системы материальных точек.

Если складывается несколько независимых случайных величин, то их сумма также будет случайной величиной, Р. к-рой зависит только от Р. слагаемых (чего не будет, как правило, при сложении зависимых случайных величин). При этом, напр., для случая двух слагаемых, каждое из к-рых имеет Р. непрерывного типа, имеет место формула:

$$P_{\xi + \eta}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_\xi(x - y) P_\eta(y) dy.$$

При весьма широких предположениях Р. суммы независимых случайных величин при увеличении числа слагаемых приближается к нормальному Р. или к другим предельным Р.

Статистические распределения. Пусть произведено  $n$  независимых наблюдений случайной величины  $\xi$ , имющей функцию Р.  $F(x)$ . Статистич. Р. результатов наблюдений задается указанием наблюдаемых значений  $x_1, x_2, \dots, x_r$  случайной величины  $\xi$  и соответствующих им частот  $h_1, h_2, \dots, h_r$  (т. н. отношений числа наблюдений, в к-рых появляется данное значение, к общему числу наблюдений). Частоты всегда положительны и в сумме дают единицу. С заменой слова «вероятность» на слово «частота» к статистич. Р. применимы многие определения, данные для Р. вероятностей. Таковы, напр., выборочное среднее и выборочная дисперсия.

Статистич. Р. и его характеристики могут быть использованы для приближенного представления теоретич. Р. и его характеристик. Так, напр., если  $\xi$  имеет конечные математич. ожидание и дисперсию, то как-либо бы ни было  $\varepsilon > 0$ , неравенства  $|\bar{x} - M\xi| < \varepsilon$ ,  $|\bar{s}^2 - D\xi| < \varepsilon$  (где  $M\xi$  и  $D\xi$  — математич. ожидание и дисперсия  $\xi$ ) выполняются при достаточно большом  $n$  с вероятностью, сколь угодно близкой к единице. Таким образом  $\bar{x}$  и  $\bar{s}^2$  суть состоятельные оценки для  $M\xi$  и  $D\xi$  соответственно (см. *Оценки статистические*).

О Р. в другом смысле см. *Обобщенные функции*. Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 3 изд., М., 1961; 2) Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., М., 1948.

**РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ СИСТЕМЫ** колебательные (сплошные колебательные системы) — физ. системы, в к-рых свойствами, делающими их колебательными (напр., масса и упругость в механич. системах, индуктивность и емкость в электрич.), в той или иной степени обладают все элементы системы, т. е. эти свойства распределены по всей системе. Все реальные колебат. системы — Р. с., если пренебречь их атомной структурой (что допустимо, когда объем, имеющий размеры самой короткой волны, к-рая играет роль в рассматриваемой задаче о колебаниях системы, содержит еще достаточно большое число атомов). Р. с. обладают бесконечно большим числом степеней свободы, вследствие чего им свойственно бесконечно большое число *нормальных колебаний*.

Колебания в Р. с. описываются дифференциальными ур-ниями в частных производных; коэфф. этих ур-ний определяются свойствами Р. с., причем каждый из них во всех точках однородных Р. с. имеет одно и то же значение. Регулярные методы решения ур-ний с частными производными, описывающих Р. с., существуют только для систем однородных, близких к однородным, или таких, к-рые обладают неоднородностью спец. типа. В общем же случае методов рассмотрения колебаний в неоднородной Р. с. не существует.

В нек-рых случаях рассмотрение сильно неоднородной Р. с. может быть сведено к предельному случаю — дискретной системе, когда в одних частях системы существует только одно из свойств системы, а в других — другое. Напр., можно полагать, что груз, подвешенный на пружине, обладает только массой, но не обладает упругостью, а пружина обладает упругостью, но не обладает массой; для колебат. контура, состоящего из конденсатора и катушки индуктивности, можно считать, что конденсатор обладает только емкостью, а катушка только индуктивностью. Подробнее см. *Колебания*.

Лит.: Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, М. — Л., 1950; 2) Мандельштам Л. И., Полное собрание трудов, т. 4, М., 1955 (Лекции по колебаниям. Лекции 29, 32). С. Э. Хайкин.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА** — передача звуковых колебаний в среде от места к месту. Передача колебаний в газообразной среде происходит по направлению колебаний, т. е. в виде продольных волн. В упругих твердых телах звуковые колебания распространяются в виде продольных, поперечных и особых поверхностных волн (см. *Релея волны*). Образование волн и их распространение с конечной скоростью обусловлено упругостью и инертностью среды, вследствие чего отдельные слои среды поочередно то ускоряются при разрежении, то тормозятся при сжатии. В свободном пространстве волны распространяются от источника либо по всем направлениям, либо в виде направленных пучков (в предельном случае в виде одного пучка). *Направленность* акустических излучателей и приемников в большинстве случаев определяется соотношением размеров источника и длины волны излучаемого звука, поэтому в слышимом диапазоне частот излучение чаще всего бывает ненаправленным, а для ультразвуковой области характерно направленное излучение. Скорость Р. з. зависит от сжимаемости и плотности среды. В газах скорость звука  $c \sim \sqrt{T}$ . При темп-ре  $T = 20^\circ\text{C}$  скорость звука в воздухе 344 м/сек, в воде 1440 м/сек (подробнее см. *Скорость звука*). Кроме того, скорость звука может зависеть от частоты (см. *Дисперсия звука*). Эта зависимость вызывается как происходящими в среде физ. процессами, так и ограниченными размерами тел, в к-рых распространяется волна (см. *Волноводы акустические*). На Р. з. в атмосфере и в море оказывают влияние распределение темп-ры и давления, направление и сила ветра и др. факторы (см. *Атмосферная*

*акустика, Гидроакустика, Рефракция звука*). В случае, когда размер препятствий и неоднородностей в среде заметно превышает длину волны звука, Р. з. происходит по законам *геометрической акустики*. Если же препятствия (твердые тела, жидкие капли в газе, пузыри в воде и т. п.) сравнимы с длиной волны (или меньше ее), существ. роль начинают играть *дифракция волн*, с к-рой связано и *рассеяние звука*. Особый интерес представляет рассеяние на хаотически распределенных в среде неоднородностях, характер к-рых может меняться со временем. Рассеяние и *поглощение звука* приводит к ослаблению звуковой волны по мере ее распространения.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН** в пространстве над земной поверхностью и под ней (в отсутствие спец. направляющих систем в виде *волноводов, двухпроводных линий, коаксиального кабеля* и т. п.) происходит в сложных физ. условиях: 1) на Р. р. влияют электродинамич. свойства земных коры и атмосферы, неоднородные в пространстве, а для атмосферы ощутимо быстро изменчивые также и во времени (частично — случайным образом); 2) кривизна земной поверхности и неровности рельефа обуславливают дифракцию радиоволн. В общем виде задачу сводят к Р. р. над негладким и неоднородным (по электродинамич. свойствам), близким к шару телом, окруженным неоднородной атмосферой, верхняя часть к-рой ионизована (*ионосфера*), или к Р. р. внутри этого тела.

Механизм Р. р. связан с явлениями отражения, дифракции, рефракции, поглощения и рассеяния радиоволн и различен для разных диапазонов длин волн  $\lambda$ . *Сверхдлинные волны* (СДВ;  $\lambda > 10\,000$  м) сравнительно слабо поглощаются земной корой. На их распространение над Землей сильно влияет ионосфера, нижние слои к-рой вместе с земной поверхностью образуют сферич. волновод, внутри к-рого распространяются СДВ (многократное отражение от ионосферы и земной поверхности). *Длинные волны* (ДВ;  $\lambda = 10\,000\text{—}1000$  м) сильно поглощаются земной корой. Они хорошо отгибают Землю как за счет дифракции вокруг Земли (поверхностные или земные волны), так и за счет волновода земная поверхность — ионосфера (пространственные, или ионосферные волны). *Средние волны* (СВ;  $\lambda = 1000\text{—}100$  м) сильно поглощаются нижней областью D ионосферы; днем, когда область D существует, они распространяются только за счет дифракции вокруг Земли (земные волны); ночью же, когда область D исчезает, дальность их распространения резко возрастает за счет отражения от верхних слоев ионосферы (ионосферные волны). На распространение СВ сильно влияют электрич. неоднородности почвы и неровности земной поверхности. *Короткие волны* (КВ;  $\lambda = 100\text{—}10$  м) за счет дифракции вокруг Земли распространяются на сравнительно небольшие расстояния. Однако за счет отражения от ионосферы они могут распространяться до антипода (противоположная точка земного шара).

В диапазоне КВ особенно сильно проявляются дисперсионные свойства ионосферы; для наиболее коротких волн ионосфера прозрачна. На распространение *ультракоротких волн* (УКВ;  $\lambda \leq 7\text{—}8$  м), для к-рых ионосфера практически прозрачна, существенно влияют *тропосфера* и *стратосфера*. Эти волны распространяются как прямолинейно (что может сопровождаться отражением от земной поверхности), так и за счет дифракции (на небольшие расстояния). Рассеиваясь неоднородностями тропосферы и ионосферы, они распространяются далеко за горизонт. Сантиметровые волны (СМВ) рассеиваются и поглощаются г и д р о м е т о р а м и (облака, туман, дождь), а миллиметровые (ММВ) и субмиллиметровые (СММВ) интенсивно поглощаются газами атмосферы (за исключе-

нием нек-рых участков диапазона в миллиметровой части). Поэтому их распространение в нижних слоях атмосферы практически осуществимо только на короткие расстояния.

Ф-лы инженерного расчета полей и соответствующие графики см., напр., [15, 16, 17].

**Введение.** Теория Р. р. основывается на решениях Максвелла уравнений. Обычно рассматривается синусоидальная зависимость полей  $E$  и  $H$  от времени  $t$ . Введением вектора Герца (см. *Излучение радиоволн*) задачу обычно удается свести к решению скалярного волнового уравнения:

$$\Delta\psi + \epsilon\mu k^2\psi = 0, \quad (1)$$

где  $\psi$  — компонент вектора Герца,  $k$  — волновое число,  $\epsilon, \mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в к-рой происходит Р. р. К (1) присоединяются граничные условия, выражающие непрерывность касат. компонентов  $E$  и  $H$  при переходе через земную поверхность. Однако, т. к.  $|\epsilon|$  земной почвы и воды гораздо больше  $|\epsilon|$  атмосферы, при исследовании Р. р. над поверхностью Земли ограничиваются более простыми условиями [5, 6]:  $[nE] = \sqrt{\mu_{\text{П}}^*/\epsilon_{\text{П}}^*} [n \cdot nH]$ ,

где  $n$  — вектор внешней нормали к поверхности Земли,  $\epsilon_{\text{П}}^*$ ,  $\mu_{\text{П}}^*$  — комплексные диэлектрич. и магнитная проницаемости почвы. Для ф-ции  $\psi$  это эквивалентно условию:  $\partial\psi/\partial n = -q\psi$ , где  $q = ik/\sqrt{\epsilon_{\text{П}}^*}$  — для вертикальной поляризации и  $q = ik\sqrt{\epsilon_{\text{П}}^*}$  — для горизонтальной (в реальных условиях Р. р. можно считать, что  $\mu_{\text{П}}^* = 1$ ).

Распространение плоских волн в однородной среде. Волны от любого источника при достаточном удалении от него в малой области можно рассматривать как плоские; распространение их в однородной среде в направлении оси  $oz$  описывается соотношением:

$$E = E_0 \exp i(k\sqrt{\epsilon^*}z - \omega t), \quad (2)$$

где  $E_0$  — амплитуда электрич. поля,  $\epsilon^*$  — комплексная диэлектрич. проницаемость среды. Магнитная поле плоской волны  $H$  перпендикулярно и синфазно с электрическим. Т. к.  $\epsilon^* = \epsilon + i4\pi\sigma/\omega$ , где  $\sigma$  — проводимость среды, то (2) принимает вид:  $E = E_0 \exp(iknz - az - i\omega t)$ , где показатель преломления среды  $n$  и ее коэфф. поглощения  $a$  равны:

$$n = \sqrt{\epsilon/2 + \sqrt{(\epsilon/2)^2 - (2\pi\sigma/\omega)^2}};$$

$$a = k\sqrt{-\epsilon/2 + \sqrt{(\epsilon/2)^2 + (2\pi\sigma/\omega)^2}}.$$

Сферические волны в однородном пространстве. Реальные антенны излучают сферич. радиоволны, и эта сферичность часто существенна. Простейший источник сферич. волн — диполь Герца (см. *Герца вибратор*). Любая антенна может быть представлена совокупностью диполей Герца, а антенны ДВ, СВ, а иногда и КВ удовлетворительно аппроксимируются одним диполем Герца. В однородном пространстве ур-ние (1) имеет решение (в СГСЕ):

$$\psi = (iI_0 l R \omega \epsilon^*) \exp(ik\sqrt{\epsilon^*}R), \quad (3)$$

где  $R$  — расстояние от излучателя (диполя) до точки наблюдения,  $I$  — амплитуда тока диполя,  $l$  — его длина. Поле в волновой зоне:

$$E_{\theta} = (1/\sqrt{\epsilon^*}) H_{\phi} = (iI_0 \omega l R \epsilon^2) \sin\theta \times \exp(iknR - \alpha R - i\omega t)$$

( $\theta$  — угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения). Для полей реальных антенн зависимость  $E_{\theta}$  от  $R$  остается такой же, но угловая зависимость может быть иной (см. *Направленное действие антенны*). Для антенн ДВ, СВ и КВ последнее выражение в основном справедливо при замене  $l$  действующей длиной антенны. Для антенн УКВ поле в пространстве с  $\epsilon = 1$  и  $\sigma = 0$ :

$$E = (1/R) \sqrt{8\pi P_{\text{изл}}} G(\theta, \varphi) / c \exp(ikR - i\omega t),$$

где  $P_{\text{изл}}$  — мощность, излучаемая антенной,  $G$  — коэфф.

фициент направленного действия антенны.

**Влияние земной поверхности на Р. р.** связано: 1) с поглощением и отражением радиоволн, что приводит к интерференции в точке наблюдения прямой и отраженной волн; 2) с дифракцией радиоволн вокруг Земли и геометрич. неоднородностей ее поверхности; 3) с изменением направления Р. р. из-за электрич. неоднородности земной почвы (различные  $\epsilon_{\text{П}}^*$ ). Образуются 3 основных области: область прямой видимости (до горизонта), в к-рой Р. р. протекает различно в зависимости от того, есть или нет отражения от земной поверхности (распространение в области интерференции или в свободном пространстве); область полутени (вблизи горизонта), где уже существенна дифракция от сферич. Земли; область глубокой тени, где Р. р. возможно только за счет дифракции и влияния тропосферы и ионосферы (см. ниже).

Феноменологически учет влияния земной поверхности на Р. р. осуществляется в общем виде умножением поля свободного пространства на т. н. ф-цию ослабления  $V(r, z_1, z_2)$ , где  $z_1$  и  $z_2$  — высоты приемной и передающей антенн над Землей,  $r$  — расстояние между ними по горизонтали. Т. о., выражение для поля  $E$  принимает вид:

$$E = (1/R) \sqrt{8\pi P G(\theta, \varphi) / c} V(r, z_1, z_2) \exp(ikR - i\omega t).$$

С изменением координат  $V$  меняется значительно медленнее, чем  $E$  в свободном пространстве. Этим пользуются при выводе либо дифференциального (параболического), либо соответствующего интегрального уравнения для ф-ции  $V$ .

Р. р. над «плоской Землей». Если точка наблюдения (приема) в области прямой видимости достаточно близка к излучателю, то кривизна земной поверхности несущественна, т. е. Землю можно считать «плоской».

При этом наиболее ясный физический результат получается для УКВ ( $z_1$  и  $z_2 \gg \lambda$ ) в виде т. н. отражательной формулы:  $\psi = \exp(ikR_1)/R_1 + F(\theta) \exp(ikR_2)/R_2$ . Здесь  $F(\theta)$  — комплексный коэфф. отражения Френеля (см. *Отражение радиоволн*);  $R_1, R_2, z_1, z_2, \theta$  показаны на рис. 1. В точке наблюдения поле складывается из поля сферич. волн — прямой, излучаемой источником в точке  $O$ , и отраженной, излучаемой фиктивным источником в точке  $O'$ . Обычно  $r \gg z_1$  и  $z_2$ , что позволяет для  $V$  получить ф-лу [2]:  $|V| = [1 + |F|^2 + 2|F| \cos(2kz_1 \sin\theta + \beta)]^{1/2}$ , где  $\sin\theta \approx z_2/r$ , а  $\beta$  — фаза  $F$ .

Отсюда следует, что, в зависимости от  $\theta$ ,  $V$  меняется от  $(1 - |F|)$  до  $(1 + |F|)$ , т. е. в результате интерференции прямой и отраженной волн поле приобретает лепестковую структуру (рисунки 2).

При малых  $\theta$  и  $\phi$  (скользящее падение)  $\beta = \pi$ ,  $|F| \approx 1$  и  $|V| \approx 2 \sin(kz_2 z_1 / r) \approx 2kz_1 z_2 / r$ . Отсюда легко убедиться, что при скольжении падения относительно Земли поле  $E$  убывает обратно пропорционально не  $r$  (как в свободном пространстве), а  $r^2$  (квадратичная формула [3]). Квадратичный закон — результат того, что при скольжении падения прямая и отраженная волны «почти» равны по амплитуде и интерferируют «почти» в противофазе.

Для ДВ и СВ условие  $z_1 > \lambda$  и  $z_2 > \lambda$  не соблюдается и результат асимптотич. расчетов теряет наглядный физ. смысл. Здесь для вертикального электрич. диполя и  $z_1 = z_2 = 0$

получают ф-лу [1,3]:  $V = 2 - 4\sqrt{\delta} \exp(-\delta) \int_0^{\sqrt{\delta}} \exp(v^2) dv, -i\infty$

где  $\delta = ikr/2\epsilon_{\text{П}}^*$  — т. н. численное расстояние Зоммерфельда.

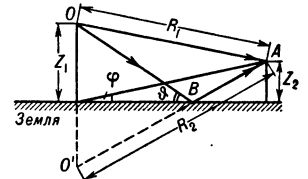


Рис. 1. Распространение УКВ над «плоской Землей»:  $O$  — излучатель;  $A$  — приемник.

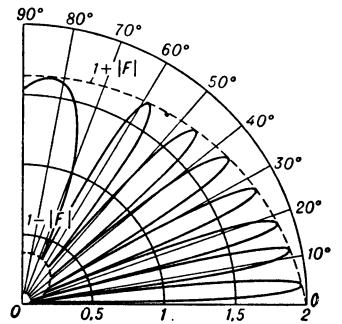
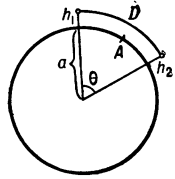


Рис. 2. Лепестковая структура поля  $E$  для УКВ над «плоской Землей»:  $O$  — излучатель;  $(1 + |F|)$  и  $(1 - |F|)$  — предельные значения ф-ции ослабления  $V$ .



Для ДВ и СВ  $\epsilon_{\Pi}^* \approx i4\pi\sigma_{\Pi}/\omega$  ( $\sigma_{\Pi}$  — проводимость почвы) и  $\delta \approx \omega kr/8\pi\sigma_{\Pi}$ .

Дифракция радиоволн вокруг «сферической Земли». Вблизи горизонта (полутень) и за горизонтом (глубокая тень) приближение «плоской Земли» неприменимо и необходимо учитывать явления дифракции (рис. 3).



Основная трудность в решении задачи для области глубокой тени (источник — диполь) в том, что земной радиус  $a \gg \lambda$ ;

Рис. 3. Дифракция средних и длинных волн вокруг Земли: А — линия горизонта;  $h_1$  — высота излучающей антенны;  $h_2$  — высота приемной антенны;  $a$  — земной радиус;  $D = a\theta$  — расстояние между излучателем и точкой наблюдения.

поэтому первоначально полученное решение в виде ряда по полиномам Лежандра от  $\cos \theta$  [4] оказалось непригодным из-за крайне слабой сходимости рядов. В дальнейшем преобразование Ватсона, основанное на аналитич. свойствах ф-ции в комплексной плоскости, позволило получить решение, удобное для расчетов [2, 3, 4]. Однако более простым оказался учет большой величины  $a$  и упрощения в исходных уравнениях, а не в окончат. решении. При этом предполагается, что  $h/a \ll 1$  ( $h$  — высота излучателя или приемника над Землей); разлагая ур-ния Максвелла или волновое ур-ние в ряд по  $h/a$  и ограничиваясь первыми членами, приходят к задаче о «плоской Земле» [7,2] с «приведенным показателем преломления атмосферы»  $n = (1 + h/a)\sqrt{\epsilon}$ .

В др. методе (метод параболического уравнения и я [5]), кроме разложения в ряд по  $h/a$ , в решении с самого начала подстановкой  $\psi = \exp(ika\theta)W/\sqrt{\sin \theta}$  выделяется быстро меняющийся множитель. Ф-ция  $W$  аналогична  $V$  и медленно меняется в пространстве, что позволяет упростить ее ур-ние [аналогично разложению по обратным степеням т. н.

большого параметра  $m = (ka/2)^{1/3}$ ] и свести задачу к решению параболич. ур-ния:  $\partial^2 W/\partial y^2 + idW/\partial x + yW = 0$  при граничном условии  $\partial W/\partial y = -qW$ . Здесь  $y = kh/m$ ,  $x = \theta m = Dm/a$ ,  $D$  — расстояние от излучателя до приемника. В области дифракции для  $V$  получают выражение в виде хорошо сходящегося ряда. За горизонтом поле довольно быстро (почти экспоненциально) уменьшается с расстоянием и растет с увеличением высоты излучателя. В области полутени расчет не приводит к простым ф-лам (см. Дифракция радиоволн).

Влияние рельефа и электрических неоднородностей земной поверхности. Изложенные результаты относятся к электрически однородной и гладкой поверхности Земли, однако имеющиеся неоднородности нередко существенны. Так, напр., граница море — суша (среды с различным  $\epsilon^*$ ) искажает направление Р. р., горы на пути Р. р. (трассе) могут приводить как к заметному ослаблению сигнала, так и к его усилению.

Влияние электрич. неоднородностей земной поверхности, изменяющих граничные условия вдоль трассы, зависит от того, меньше или больше размер ( $m$  а с т а б) неоднородностей, чем т. н. длина волны в почве  $\Lambda = \lambda/\sqrt{\epsilon_{\Pi}}$ . Если  $l \ll \Lambda$ , то электрически неоднородную почву можно рассматривать как эквивалентную однородной с эффективными параметрами, и задачу решают аналогично предыдущему [1].

Если  $l \gg \Lambda$ , то в граничные условия вводится  $\epsilon_{\Pi}^*$  как ф-ция координат на поверхности Земли вблизи границы раздела участков, составляющих неоднородность. Для ф-ции ослабления  $V$  получают интегральное ур-ние [1], решение к-рого дает след. результаты: 1) В случае «плоской Земли» влияние отдельных участков трассы не аддитивно и особая роль принадлежит т. н. в з л е т н о й и п о с а д о ч н о й площадкам — зонам поверхности, непосредственно примыкающим к излучателю и приемнику. Напр., при переходе с суши на море поле с расстоянием может даже увеличиваться (рис 4). По мере удаления от границы раздела электрически разнородных участков поле все в большей степени зависит только от электрич. свойств почвы, окружающей приемник; влияние электрич. свойств предыдущих участков трассы уменьшается (при определенных условиях электрич. свойства промежуточных участков трассы вообще не влияют на результат), в частности т. н. береговая ошибка почвы (см. Рефракция береговая) уменьшается по мере удаления от берега моря. 2) В случае «сферической Земли» в известной мере применимы представления об аддитивном накоплении ослабления, обусловленного различными участками почвы.

Влияние геометрич. неоднородностей земной поверхности, связанное с отражением, дифракцией и поглощением радиоволн, также зависит от их геомет-

рич. размеров: высоты  $h_p$  и горизонтальной протяженности  $l$ . Различают «малые» (слабо влияющие на Р. р.) и «большие», пологие ( $h_p \ll l$ ) и непологие неоднородности.

Наиболее последовательно теоретич. анализу поддаются пологие неровности; их «малость» определяется соотношениями:  $h^2 l^2 \sin \theta \ll 1$  и  $kh_p \sin \theta \ll 1$  ( $\theta$  — угол падения). Отсюда видно, что при малых  $\theta$  даже большие (в сравнении с  $\lambda$ ) неровности почвы могут оказаться «малыми». Т. к. неровности почвы хаотически разбросаны по поверхности, то их влияние оценивается статистически (среднее значение высоты  $h_p = 0$ , а  $l$  имеет смысл

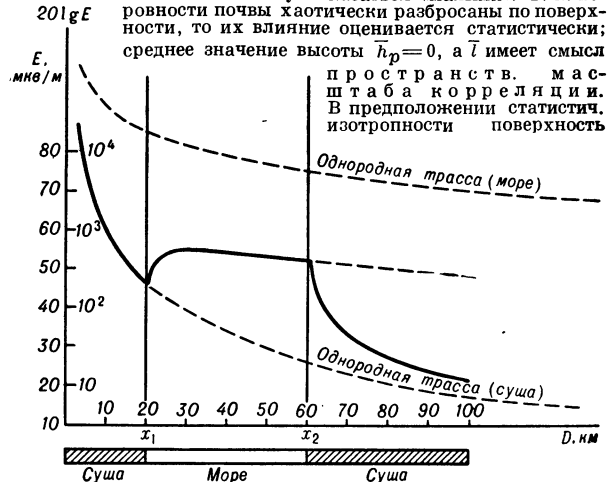


Рис. 4. Зависимость электрич. поля волны  $E$  от расстояния  $D$  излучателя для однородных трасс в условиях моря и суши (пунктир) и для неоднородной трассы (сплошная кривая).

с пологими неровностями при нек-рых условиях [1] заменяется эквивалентной гладкой с нек-рым эффективным  $\epsilon_{\Pi}^*$  ф-цией крутого падения на пологие неровности (большие  $\theta$ ) не поддается достаточно эффективному анализу. В приближении Кирхгоффа удается рассмотреть только металл. поверхности, удовлетворяющие условию  $kl \gg 1$ . При этом зеркально отраженная часть поля оказывается ослабленной на величину:  $f(\theta) = \exp(-2kh_p^2 \sin^2 \theta)$ , т. е. чем больше  $\theta$ , тем слабее зеркальное отражение. Ширина лепестка отражения  $\Delta\theta \approx \sqrt{8h_p^2/l}$ . Эти результаты справедливы в предположении Гауссова распределения  $h_p$ ; в общем случае они сильно зависят от статистич. свойств поверхности [1].

Непологие неровности (высокие холмы, горы), как правило, сильно возмущают поле, в основном образуя протяженные затемнения. Для их оценки гору аппроксимируют полуплоскостью, клином, полусферой, полуцилиндром или др. поверхность, для к-рой дифракционная задача имеет решение.

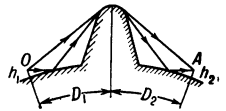


Рис. 5. Эффект «усиления препятствием»: О — источник; А — приемник;  $D_1$  и  $D_2$  — расстояния от источника и приемника до препятствия.

Дифракция на горных образованиях иногда вызывает эффект усиления препятствием [1]: при нек-рых условиях поле в той же точке больше поля при отсутствии препятствия. Причина этого — интерференция прямой и отраженных от земной поверхности волн как до дифракции, так и после нее (рис. 5). «Усиление препятствием» может достигать неск. десятков дБ.

Н. А. Арманд.

Влияние тропосферы и стратосферы на Р. р. Тропосфера и стратосфера — слоисто-неоднородные в вертикальном направлении среды, высотой 40—50 км с  $\epsilon = \epsilon_r \approx 1$ . Тропосфера существенно влияет на распространение УКВ.  $\epsilon_r$  определяется полуэмпирич. ф-лой:

$$(\epsilon_r - 1) \cdot 10^6 = 157,5 (p + 4800p_{H_2O}/T)G,$$

где  $T$  — абс. темп-ра,  $p$  — давление воздуха (в мб),

$P_{H_2O}$  — парциальное давление водяного пара (в мб). У земной поверхности в зависимости от времени суток и года и климатич. условий  $\epsilon_T$  равно 1,00652 — 1,00075. Поэтому скорость  $P. p.$  в тропосфере неск. меньше, чем в вакууме.

Рефракция радиоволн в тропосфере обусловлена ее электр. неоднородностью. Т. к.  $p$  и  $P_{H_2O}$  с высотой  $h$  в среднем изменяются экспоненциально, то так же изменяется и  $\epsilon_T$ . Для радиоматмосферы стандартной  $\epsilon_T = 1 + 578 \cdot 10^{-6} \exp(-0,136h)$ . В большинстве случаев можно определять искривления траектории радиоволн (особенно УКВ), вызванные изменением  $\epsilon_T$  с высотой, методами геометрич. оптики. Траектория луча при вертикальной рефракции (рис. 6) описывается

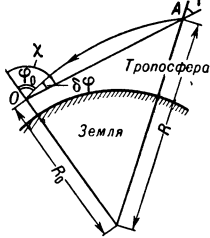


Рис. 6. Вертикальная рефракция в тропосфере:  $O$  — излучатель;  $A$  — приемник;  $R_0$  и  $R$  — расстояния от центра Земли до источника и приемника.

Ур-нием  $\sqrt{\epsilon_T(R)} R \sin \varphi(R) = \sqrt{\epsilon_0} R_0 \sin \varphi_0$  (законы Снеллиуса, см. *Преломление радиоволн*). Из-за кривизны траектории излучатель виден не под истинным углом  $\chi$ , а под кажущимся углом  $\varphi_0$ , где  $\chi = \varphi_0 + \delta\varphi$ . Для бесконечно удаленного излучателя:

$$\delta\varphi = - (1/2) \sqrt{\epsilon_0} R_0 \sin \varphi \int_{R_0}^{\infty} \frac{1}{\epsilon_T} \frac{d\epsilon}{dR} \frac{dR}{\sqrt{\epsilon R^2 - \epsilon_0 R_0^2 \sin^2 \varphi}}$$

Если излучатель и приемник находятся на небольшой высоте ( $h < 10$  км), то  $\epsilon_T(h)$  аппроксимируется линейной ф-цией:  $\epsilon_T(h) = \epsilon_0 + (d\epsilon_T/dh)h$ , и траектории лучей, распространяющихся вдоль Земли, суть окружности радиуса  $\rho = -2d\epsilon_T/dh$ . В самом нижнем слое тропосферы  $d\epsilon_T/dh = -8 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$  (условие стандартной рефракции [15, 16]).

Для решения ряда задач удобно введение эквивалентного радиуса Земли:  $a_0 = a/(1 + a d\epsilon_T/2dh)$ , к-рое позволяет рассматривать искривленные в результате рефракции траектории  $P. p.$  как прямые над нек-рой «фиктивной Землей» радиуса  $a_0$ . При стандартной рефракции  $a_0 = 8500$  см. В частности, подстановкой в дифракционные ф-лы  $a_0$  вместо  $a$  осуществляется учет влияния тропосферной рефракции на  $P. p.$  [5, 25].

Если кривизна лучей больше кривизны Земли, т. е.  $|d\epsilon_T/2dh| > 1/a$ , то они попадают на Землю, отражаются от нее, вновь возвращаются в тропосферу и т. д., т. е. возникает волновое тропосферное  $P. p.$  (проявляющееся, напр., в «радиолокационной видимости» целей, находящихся в области глубокой тени).

Распределение  $\epsilon_T(h)$  различно над разными географич. районами и изменяется во времени с отчетливо выраженным суточным и сезонным ходом (регулярная рефракция). С регулярной рефракцией связаны медленные изменения  $E$  (во времени) и дальности действия радиоустройств. Горизонтальные градиенты  $\epsilon_T$ , вызывающие горизонтальную рефракцию, возникают, напр., в циклоне, где давление быстро понижается от периферии к центру, а также вдоль границ раздела неоднородных участков земной поверхности, над к-рыми гидротермич. свойства прилегающего воздуха различны (напр., граница суша — вода).

Нерегулярные изменения  $\epsilon_T$  связаны с образованием флуктуационных слоистых неоднородностей типа *инверсии температуры*, слоев с аномаль-

ными изменениями абс. влажности воздуха и т. п., а также неоднородностей турбулентного происхождения. На границах этих неоднородностей  $\epsilon$  отличается от  $\epsilon$  окружающей среды.

Флуктуации  $\epsilon_T$  характеризуются интенсивностью  $\overline{\Delta\epsilon_T^2}$  ( $\Delta\epsilon_T$  — случайное отклонение от среднего), пространственной корреляционной ф-цией  $F$ , определяемой соотношением  $\overline{\Delta\epsilon_T(r_1) \Delta\epsilon_T(r_2)} = \overline{\Delta\epsilon_T^2} F(|r_2 - r_1|)$ , а также геометрич. размерами (масштабом) флуктуации  $l$ . Флуктуации  $\epsilon_T$  (по крайней мере, в первых 5 км) слабо зависят от высоты ( $\sqrt{\overline{\Delta\epsilon_T^2}}$  с высотой меняется от  $0,5 \cdot 10^{-6}$  до  $6 \cdot 10^{-6}$ ). В тропосфере всегда есть спектр (по интенсивности и масштабам) подобных неоднородностей со средним масштабом  $\bar{l} \approx 50$  м [толщина регулярно существующих слоистых неоднородностей от 1 до 300 м; «скачок»  $\epsilon_T \sim (5-100) \cdot 10^{-6}$ ]. Эти характеристики существенно зависят от метеорологич. и климатич. условий.

На флуктуационных неоднородностях происходит отражение и рассеяние радиоволн, приводящее к многолучевому  $P. p.$  (одновременному приходу в точку наблюдения радиоволн по различным направлениям) и, следовательно, к интерференции. Последнее — основная причина *замираний* от быстрых флуктуаций амплитуды и фазы, а также искажений формы сигнала (что ограничивает полосу частот принимаемого сигнала).

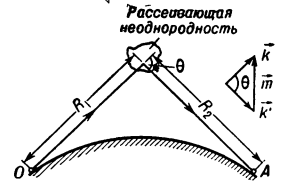


Рис. 7. Рассеяние радиоволн турбулентной неоднородностью:  $O$  — излучатель;  $A$  — приемник.

При распространении УКВ над хорошо отражающей поверхностью в минимумах интерференционной структуры флуктуации поля, вызванные неоднородностью тропосферы, оказываются особенно интенсивными (флуктуационные всплески).

Рассеяние радиоволн на турбулентных неоднородностях (рис. 7) и отражение от инверсионных слоев (рис. 8) обуславливают дальнейшее тропосферное распространение УКВ (ДТР) в области глубокой тени. Обычно область ДТР, характеризующаяся значительно более медленным убыванием  $E$ , чем это следует из обычной теории дифракции [18, 19], начинается на расстоянии ок. 50 км за линией горизонта.

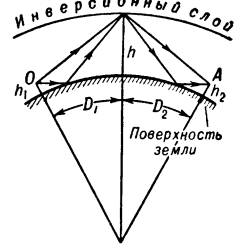


Рис. 8. Отражение радиоволн инверсионным слоем:  $h$  — высота слоя;  $h_1, h_2$  — высоты передающей и приемной антенн.

С нерегулярными изменениями  $\epsilon_T$  связаны также быстрые флуктуации угла прихода радиоволн, длины пути и скорости распространения.

Если известна величина эффективного поперечного сечения рассеяния единицы объема  $q$ , то поток мощности рассеяния  $S$  определяется основным уравнением *радиолокации*:  $S = (P_{изл}/16\pi^2) \int q G dv / R_1^2 R_2^2$ , где  $P_{изл}$  — излучаемая мощность,  $R_1$  и  $R_2$  — расстояния до рассеивающего слоя от передатчика и приемника (рис. 7). Величина  $q$  определяется из статистич. свойств флуктуаций  $\Delta\epsilon_T$  и рассеяния поля: ур-ния Максвелла решают методом возмущений ([1, 10], см. также *Возмущений теория*) с разложением по малому параметру  $\Delta\epsilon_T$ , аналогично методу Борна в квантовой механике (см. *Борновское приближение теории столкновений*). Решение с учетом возмущений определяет рассеянное поле; из величины среднего потока этого поля определяется:

$$q = \frac{k^4 \overline{\Delta\epsilon_T^2}}{16\pi} \sin^2 \chi \int F(r) \exp(imr) dr = \frac{\pi k^4 \overline{\Delta\epsilon_T^2}}{2} \sin^2 \chi \cdot \Phi(m),$$

где  $m = k - k'$  — разность волновых векторов первичной и рассеянной волн,  $\theta$  — угол между ними ( $m = 2k \sin \theta/2$ ),  $\chi$  — угол между направлением поляризации первичной волны и  $k'$ . Результат существенно зависит от произвольного выбора вида корреляционной ф-ции [или спектра  $\Phi(m)$ ] флуктуаций  $\epsilon$ :  $F(r) = \exp(-r/l)$ ,  $F(r) = \exp(-r^2/l^2)$  и др.

Однако получающиеся результаты не дают убедит. совпадения с опытом. Поэтому удобна ф-ция  $F(r) = [1/2^{v-1} \Gamma(v)](r/l)^V K_{\nu}(r/l)$ , где  $K$  — ф-ция Макдональда; параметр  $v$  подбирают подгонкой результатов расчета к эксперименту. Для  $ml \gg 1$  получают:

$$q = \frac{\Delta \varepsilon_T^2 \Gamma(v + 3/2) k^{(1-2v)} \sin \chi}{2^2 (v + 2) \sqrt{\pi} \Gamma(v) l^{2v} (\sin \theta/2)(2v + 3)}$$

При  $v = 1/3$  получается результат, соответствующий закону двух третей А. Н. Колмогорова и А. М. Обухова [10].

Радиолокационная ф-ла описывает среднее рассеянное поле. Из-за турбулентных пульсаций величина  $E$  носит вероятностный характер, и теория предсказывает рэлеевское распределение амплитуд рассеянного поля. Однако на практике характер распределения амплитуд существенно отличается от рэлеевского, перехода в обобщенное распределение Рэлея, нормально-логарифмическое и др. Это объясняется сложным характером влияния тропосферы на Р. р. (рассеяние и отражение от слоев и т. п.).

Ворновое приближение применимо при рассеянии на сравнительно больших углах. При рассеянии на малые углы существенно т. н. накопление возмущений. Поэтому в расчетах более удобен метод плавных возмущений (модификация метода возмущений [10, 11]), в к-ром ф-ция  $\psi$  заменяется на  $\Phi$  подстановкой  $\psi = \exp \Phi$ . Получающиеся для  $\Phi$  ур-ние решается обычным методом возмущений. Этот прием плодотворен для расчетов величины флукуативной амплитуды и фаз поля  $E$  при прохождении радиоволн через турбулентную среду. Так, в предположении  $F(r) = \exp(-r^2/l^2)$  для флукуативной фаз  $\Delta \varphi$  и  $\beta = \ln E/E_0$  получают [10, 11]:

$$\overline{\Delta \varphi^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \frac{\Delta \varepsilon^2 k^2 l D (1 - \arctg p/p)}{\Delta \varepsilon^2 k^2 l D (1 + \arctg p/p)}$$

Здесь  $D$  — расстояние, пройденное волной,  $p = 4D/k l^2$  — волновой параметр. При  $p \gg 1$  величины  $\overline{\Delta \varphi^2}$  и  $\beta^2$  линейно нарастают с расстоянием.

Поглощение радиоволн газами тропосферы, поглощение и рассеяние в гидрометеорах. Тропосфера практически прозрачна для радиоволн от СДВ до СМВ. Ослабление интенсивности в СМВ обусловлено их рассеянием и поглощением в гидрометеорах, а для более коротких волн также поглощением газами атмосферы (гл. обр. кислородом и парами воды). Рассеяние радиоволн на молекулах можно не учитывать. Из-за резонансных явлений, наступающих при совпадении падающей частоты с собств. частотой молекулы, существуют области частот с очень большим поглощением. Резонансные явления характерны для  $\lambda \leq 1-2$  см и особенно для СММВ ( $\lambda \leq 1-2$  мм). Количество  $O_2$  в тропосфере постоянно; содержание  $H_2O$  существенно зависит от сезонных и климатич. условий и изменяется от 0,1 до 20 г/м<sup>3</sup> (в среднем 7,5 г/м<sup>3</sup>). Из-за уменьшения плотности  $O_2$  и  $H_2O$  с высотой коэфф. поглощения  $\alpha$  с высотой падает.

При прохождении радиоволн через гидрометеоры происходит их поглощение и рассеяние. Т. к. размеры капель колеблются от неск.  $\mu$  (облака и туманы) до неск. мм (дожди), то поглощение и рассеяние в них существенно для  $\lambda < 5-6$  см (влияние твердых частиц — сухой снег, град, пыль, незаметно) и приводит, в частности, к отражениям от дождей и крупнокапельных облаков.

Для количеств. оценки предполагают сферичность частиц гидрометеоров. Из решения задачи дифракции на диэлектрич. шаре находят суммарную эффективную площадь частиц, равную сумме эффективных площадей рассеяния  $Q_a$  и поглощения  $Q_s$ . Т. к. для гидрометеоров обычно  $ka_K \ll 1$ , где  $a_K$  — радиус капли, то достаточно представление:  $Q(a_K)/\pi a_K^2 = 2ka_K [c_1 + c_2 (ka_K)^2 + c_3 (ka_K)^4]$ , где коэфф.  $c_1, c_2, c_3$  зависят от действительной и мнимой частей комплексной диэлектрич. проницаемости вещества гидрометеоров. Если известно распределение частиц по размерам:  $v(a_K)$ , то  $\alpha =$

$$(1/2) \int_0^\infty v(a_K) Q(a_K) da_K$$

Для облаков и туманов достаточно ограничиться 1-м членом:  $\alpha = 3\pi c_1 M / 2\lambda$ , где  $M$  — водность (масса скопированной воды в 1 см<sup>3</sup> воздуха).

Учет влияния тропосферы и стратосферы на Р. р. в областях прямой видимости и дифракции осуществляется введением множителя ослабления  $V$ , определя-

емого ослаблением в газах тропосферы и гидрометеорах, а также быстрыми замираниями сигнала. Величина замираний, определяемая экспериментально, составляет в свободном пространстве неск. дб.

Углы рефракции в свободном пространстве и зоне интерференции могут быть определены методами геометрич. оптики при нек-рых предположениях о модели тропосферы. В свободном пространстве хорошо применимы ф-лы астрономич. рефракции с введением в них соответствующих значений  $\varepsilon_T(h)$ .

В зонах интерференции и дифракции влияние регулярной рефракции на величину  $E$  учитывается введением в соответствующих ф-лах радиуса  $a_0$ . В области ДТР существующие теории (некогерентное рассеяние на неоднородностях  $\Delta \varepsilon_T$  и слоях турбулентного происхождения; когерентное отражение от инверсионных слоев, см. выше) не дают достаточного соответствия с экспериментом. Выяснены лишь (гл. обр. экспериментально) основные закономерности ДТР: а) поле с расстоянием убывает почти экспоненциально; б) скорость убывания сигнала (погонное ослабление, выраженное в дб/км) увеличивается при уменьшении  $\lambda$  (при  $\lambda = 3,3$  м — ок. 0,07 дб/км, при  $\lambda = 10$  см — ок. 0,11 дб/км); в) сигнал испытывает существенные изменения во времени (суточный и сезонный ход), убывающие с увеличением дальности (напр.,  $D = 300$  км, сезонный ход  $\approx 12$  дб;  $D = 98,7$  км — ок. 6 дб); летом уровень сигнала выше; г) в течение коротких промежутков времени наблюдается быстрое изменение сигнала, величина к-рого также уменьшается с расстоянием ( $D = 320$  км — ок. 30 дб,  $D = 960$  км — ок. 10 дб); д) при ДТР полоса пропускаемых частот ограничена из-за интерференции множества волн с различными амплитудами и фазами; по теоретич. оценкам, ширина полосы  $\Delta f$ , передаваемой без искажения, уменьшается с ростом расстояния ( $D = 200$  км, ок. 4 Мгц,  $D = 600$  км, ок. 0,2 Мгц); е) наблюдаются флукуативные углы рефракции в горизонтальной и вертикальной плоскостях вокруг нек-рого среднего направления (ок. 1°) и нек-рое уширение диаграмм направленности антенн; ж) коэфф. усиления антенны для области ДТР неск. меньше, чем для свободного пространства; это объясняется тем, что при Р. р. в статистически неоднородной среде в плоскости приемной антенны фронт волны искажается и энергия, поглощенная антенной, меньше той энергии, к-рая была бы в отсутствие флукуативной фазы и амплитуды; з) среднее значение  $\varepsilon_T$  хорошо коррелирует со средним значением  $\varepsilon_T$  у земной поверхности (при усреднении за 10 дней и более). При увеличении  $\varepsilon_T$  на  $1 \cdot 10^{-6}$  величина  $E$  в среднем возрастает на 0,1 дб.

Н. А. Арман, М. А. Колосов.

**Влияние ионосферы на Р. р.** существенно для радиоволн начиная от МВ в сторону более длинных. Поле  $E$  радиоволны возбуждает в ионосферной плазме колебания электронов, к-рые становятся вторичными источниками излучения. Столкновения электронов с нейтральными частицами и ионами приводят к поглощению радиоволн (подробнее см. Плазма, Ионосфера).

Электродинамические параметры ионосферы и ее дисперсионные свойства. Возмущающее действие вторичного поля феноменологически учитывается тем, что ионосфере приписываются диэлектрич. проницаемость  $\varepsilon_n$  и удельная проводимость  $\sigma_n$ :

$$\varepsilon_n = 1 - 4\pi e^2 N / m (\omega^2 + \nu^2), \quad \sigma_n = \nu e^2 N / m (\omega^2 + \nu^2), \quad (4)$$

где  $N$  — концентрация электронов (эл./см<sup>3</sup>),  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\nu$  — эффективное число столкновений электронов в 1 сек,  $\omega$  — круговая частота падающей радиоволны. Зависимость  $\varepsilon_n$  показателя преломления  $n = \sqrt{\varepsilon_n}$  (при  $\nu = 0$ )

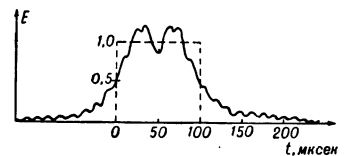


Рис. 9. Искажение формы сигнала из-за дисперсии в ионосфере (пунктир — падающий сигнал).

и фазовой скорости  $v = c/n$  от  $\omega$  определяет дисперсионные свойства ионизованной среды, в к-рой квазисинхронатич. группа волн распространяется при отсутствии поглощения с групповой скоростью  $W = c |d(n\omega)/d\omega|_{\omega=\omega_0}$  ( $\omega_0$  — несущая частота сигнала). Дисперсия приводит к искажению сигналов (рис. 9).

Влияние неоднородной структуры ионосферы на Р. р. Ионосфера является плазмой, неоднородной по высоте и вдоль земной поверхности; ее простейшая модель — плоская слоистая среда, в к-рой  $N$  зависит только от высоты  $z$  над «плоской Землей». Для медленного изменения  $N(z)$  [ $\lambda_0 |dn/dz|/2\pi n^2 \ll 1$  ( $v=0$ ),  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме] справедливо приближение геометрич. оптики, и при монотонном возрастании  $N$  с высотой падающая волна распространяется вдоль нормали практически без отражения до области  $z = z_1$ , определяемой условием:  $\epsilon_n(z_1) = n^2(z_1) = 0$ , где нарушаются законы геометрич. оптики (при  $n \rightarrow 0$   $\lambda = \lambda_0/n \rightarrow \infty$ ) и происходит полное отражение. Концентрация электронов на высоте  $z_1$  в соответствии с (4):  $N(z_1) = m\omega^2/4\pi e^2 = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2$ , где  $f = \omega/2\pi$ . При  $z > z_1$  [ $\epsilon_n(z) < 0$ ,  $n(z)$  — мнимо] бегущие волны не могут распространяться и  $E$  быстро убывает с увеличением  $z$ .

В области  $F$  ионосферы на высоте  $z \approx 300$  км расположен максимум ионизации  $N = N_{\text{макс}}$  ( $\approx 10^6$  эл/см<sup>3</sup>), определяющий критическую частоту этой области:  $\omega_{\text{кр}} = \sqrt{4\pi e^2 N_{\text{макс}}/m}$ . При вертикальном падении волна отражается от ионосферы, если  $\omega < \omega_{\text{кр}}$ , и проходит через нее при  $\omega > \omega_{\text{кр}}$ .

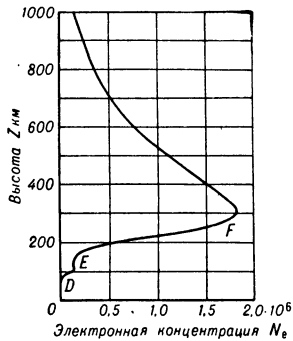


Рис. 10. Экспериментальная усредненная кривая зависимости  $N(z)$  для максимума солнечной активности (по данным измерений с помощью ракет и зондирования ионосферы).

Если  $f_{\text{верт}} = f_{\text{кр}}$ , то для макс. частоты при наклонном падении получим:  $f_{\text{макс}} = f_{\text{кр}} \sec \theta_0 > f_{\text{кр}}$ . При  $f < f_{\text{макс}}$  волна отражается от ионосферы; при  $f > f_{\text{макс}}$  проходит через нее.

Хотя законы геометрич. оптики и нарушаются в области  $z \approx z_1$ , однако приближенно применимость приведенных ф-л сохраняется. Учет сферичности ионосферы усложняет расчеты: вместо закона секанса получается более сложное выражение, дающее с увеличением  $\theta_0$  все большие отклонения от этого закона. Интегральное поглощение  $\Gamma$  вдоль всей траектории Р.р. в ионосфере при вертикальном распространении до уровня отражения  $z = z_1$  и обратно в лучевой трактовке имеет вид:

$$\Gamma = 2(\omega/c) \int_0^{z_1} \chi_n dz, \text{ где } \chi_n \text{ — показатель поглощения; ослабление поля } \rho = \exp(-\Gamma). \text{ В ионосфере радиоволны поглощаются гл. обр. в нижних областях D и E, где } v \text{ велико.}$$

Влияние анизотропии свойств ионосферы. Магнитное поле  $H_0$  обуславливает вращение свободного электрона по окружности [если его начальная скорость перпендикулярна  $H_0$ ] с т. н. *гирокосмической частотой*:  $f_H = e/H_0 2\pi mc = 2,8 \cdot 10^6 H_0$  гц. При  $H_0 \approx 0,5$  э в ионосфере  $f_H \approx 1,4$  Мгц. При распространении синусоидальной волны в магнитоактивной плазме электроны описывают, в общем случае, эллиптич. орбиты; при этом вторичные волны, излучаемые электронами, являются причиной

образования эллиптической поляризации волн. Поэтому ионосфера является анизотропной (гиротропной) средой, в к-рой комплексная диэлектрич. проницаемость  $\epsilon_{ik}^*$  и др. параметры — тензоры.

В однородной магнитоактивной плазме могут распространяться 2 плоские эллиптически поляризованные *нормальные волны* с соответственно неизменными поляризациями, фазовыми скоростями и показателями поглощения: обыкновенная волна (о, индекс 2) и необыкновенная волна (х, индекс 1). Эллипсы поляризации магнитных векторов волн о и х лежат в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения  $z$ , направления вращения векторов двух волн противоположны. Проекции концов векторов  $E$  двух волн на плоскость  $хоу$  также описывают эллипсы с противоположным вращением (рис. 11) и, кроме того, имеются компоненты  $E_z$ . Линейно поляризованная волна, падая на поверхность раздела магнитоактивной среды, расщепляется на 2 эллиптически поляризованные волны с разными фазовыми скоростями  $v_{1,2}$ ,  $n_{1,2}$  и показателями поглощения  $\chi_{1,2}$ .

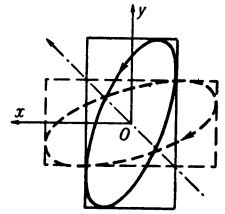


Рис. 11. Эллипсы поляризации обыкновенной (сплошная линия) и необыкновенной (пунктир) волн.

В случае поперечного Р.р. ( $H_0 = H_{0y}$ ) обыкновенная волна с компонентом  $E_y$ , направленным вдоль  $H_0$ , не отличается от волн при  $H_0 = 0$  (для нее *Лоренца сила*, действующая на электрон, равна 0). Необыкновенная волна ( $E_x, E_z$ ) эллиптически поляризована с компонентом  $E_z$  вдоль направления Р.р.

Для продольного распространения ( $H_0 = H_{0z}$ ) обыкновенная и необыкновенная волны поляризованы по кругу с «левым» и «правым» вращением (если смотреть в направлении Р.р.). Здесь результирующее поле ( $v=0$ ) линейно поляризовано при  $E^0 = E^x$ , причем плоскость поляризации при Р.р. вращается (см. *Фарадея явление*). Это явление наблюдается при Р.р. через ионосферу от передатчика искусств. спутника Земли и может служить для оценки интегральной концентрации электронов в ионосфере.

При медленном изменении  $N(z)$  (приближение геометрич. оптики) падающие и отраженные, обыкновенные и необыкновенные волны распространяются независимо друг от друга. При вертикальном Р.р. в неоднородной среде отражение необыкновенной и обыкновенной волн происходит соответственно в областях, где впервые  $n_1 \approx 0$  и  $n_2 \approx 0$  ( $v=0$ ) (рис. 12). Поэтому отражение обыкновенной и необыкновенной волн происходит на различных высотах и критич. частоты их различны. При малых углах  $\alpha$  между  $k$  и  $H_0$  в области  $v = (\omega_0/\omega)^2 \approx 1$  ( $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m$ ) нарушаются законы геометрич. оптики; возникает взаимодействие между обыкновенной и необыкновенной волнами, причем свойства этих волн сглаживаются близкими друг к другу (рис. 13) и возможно проникновение волны в область  $v > 1$ . Поэтому при зондировании ионосферы могут наблюдаться 3 отраженных сигнала [  $v \approx 1 - \sqrt{u}$ ,  $v \approx 1$ ,  $v \approx 1 + \sqrt{u}$ , где  $u = (\omega H/\omega)^2$  и  $\omega H = 2\pi f_H$ ]. Это явление существенно при определении предельной поляризации волн, выходящих из ионосферы ( $n_1 \approx n_2 \approx n$ ), а также при просачивании СДВ сквозь ионосферу (радиосвязь) и т. п.

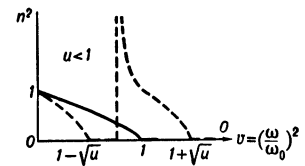


Рис. 12. Зависимость квадрата показателя преломления обыкновенной (сплошная линия) и необыкновенной (пунктир) волн от параметра  $v$ ;  $\omega = (\omega H/\omega)^2$ .

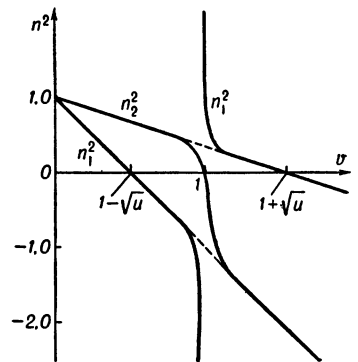


Рис. 13. Зависимость  $n^2$  от  $v$  при малых углах  $\alpha$  между волновой нормалью и  $H_0$ .

При распространении пакетов волн в однородной гиротропной среде векторы  $W_2$  и  $W_1$  групповых скоростей волн о и х в общем случае различны, не параллельны друг другу и вектору  $k$ , но лежат в плоскости  $H_0 k$ . При вертикальном зондировании ионосферы запаздывание  $\Delta t_{\text{гр}}$  отраженного импульса соответствует его групповой скорости распространения;

оно определяет т. н. действующую высоту отражения  $Z_D(f) = \frac{1}{2} c \Delta t_{гр}$ . На рис. 14 показано расщепление ф-ции  $Z_D(f)$  в области  $F$ , обусловленное полем  $H_0$ . При наклонном падении групповые траектории отличаются от траекторий волновых нормалей и, в общем случае, могут быть пространственными кривыми.

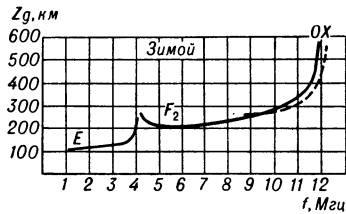


Рис. 14. Высотно-частотная характеристика.

Плазменные и гидродинамические волны в ионосфере. В ионосферной плазме возможно возбуждение совств. плазменных колебаний и волн. Совств. колебания электронов (при  $v=0$ ) происходят с ленгмюровской или плазменной частотой  $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ , удовлетворяющей условию  $\epsilon_{ii}(\omega_0) = 0$ . Учет теплового движения электронов (пространственной дисперсии) приводит к образованию плазменных продольных волн, сопутствующих Р. р. в неоднородной плазме.

Колебания ионов при Р. р. в изотропной плазме необходимо учитывать только когда их концентрация  $N_i \gg N$ . Если же  $N_i \approx N$ , то вклад ионов в выражение для  $\epsilon_{ii}$  весьма мал, т. к. масса иона  $M \gg m$ . При наличии  $H_0$  в области низких частот ( $\omega \ll \Omega_{ni}$ , где  $\Omega_{ni}$  — гироскопич. частота ионов) роль ионов существенна.

Ионосферную плазму в магнитном поле для низких частот приближенно описывают ур-ниями гидро- и электродинамики. Магнитогидродинамич. рассмотрение приводит к волнам Альфвена и др. (см. *Магнитная гидродинамика, Плазма*).

Нелинейность ионосферы обнаруживается при работе мощных радиостанций и связана с тем, что распространяющиеся волны влияют на движение электронов в ионосфере, что вызывает изменения электронной темп-ры  $T_e$ , эффективного числа столкновений  $\nu(T_e)$ , а также  $\epsilon_{ii}$ ,  $\sigma_{ii}$  и т. д. Процесс Р. р. становится нелинейным, т. к. параметры плазмы становятся ф-циями амплитуды  $E_0$  распространяющейся волны. Может возникнуть т. н. перекрестная модуляция (см. *Люксембург-Горьковский эффект*). Нелинейный эффект воздействия этой волны на ионосферу (самодействие) обуславливает изменения ее амплитуды, фазы, глубины модуляции, частотного спектра и т. п.

Влияние ионосферы на Р. р. различных диапазонов. СДВ и ДВ распространяются в сферич. волноводе, образуемом поверхностью Земли и нижней границей ионосферы (область  $D$  — днем и область  $E$  — ночью). Поле  $H_0$  влияет на поляризацию и др. характеристики распространяющихся волн. Параметры природного волновода достаточно постоянны, что обуславливает и постоянство условий Р. р., т. е. отсутствуют нарушения связи или резкие

изменения интенсивности принимаемого сигнала. Ночью напряженность поля обычно возрастает, что объясняется большими потерями в области  $D$  по сравнению с областью  $E$ . В волноводе Земля — ионосфера распространяются атмосферники — электромагнитные импульсы, возбуждаемые грозowymi разрядами; их спектры гл. обр. лежат в области сверх-

низких и низких частот. На больших расстояниях от излучателя под влиянием ионосферы и Земли происходит сглаживание и расплывание импульса (рис. 15).

СДВ частично проникают через ионосферу, хотя для них  $f \ll f_{кр}$ . Это подтверждается приемом сигналов на искусств. спутниках Земли от земного передатчика. При этом под влиянием  $H_0$  в ионосфере и экзосфере создаются благоприятные условия распространения СДВ с малым поглощением при обл. вдоль магнитных линий Земли. Само проникновение СДВ в верхнюю атмосферу объясняется взаимодействием волн магнитоактивной плазмы и просачиванием их через слой. Мощные импульсы грозowych разрядов могут, следуя за магнитными линиями, подниматься на десятки тыс. км над земной поверхностью и затем спускаться на Землю; после отражения от Земли они описывают траекторию, близкую к первоначальной, но в обратном направлении (возможно многократное прохождение импульсов в прямом и обратном направлениях). Вследствие дисперсии импульсы искажаются и в приемном устройстве они обнаруживаются как свисты.

СВ глубже, чем ДВ, проникают в ионосферную плазму. Днем они попадают в области  $D$  и  $E$  и существенно больше поглощаются по сравнению с поглощением только в области  $E$  ночью. Можно считать, что днем поле определяется в основном земной волной, а ночью это поле в месте приема — результат интерференции земной и ионосферной волн, или интерференции ионосферных волн, претерпевших различное число отражений. Изменение разности фаз между этими волнами, обусловленное флуктуационными изменениями параметров ионосферы, является причиной *замираний*. На значит. расстояниях от излучателя поле земных волн сильно затухает, и днем из-за большого поглощения в области  $D$  ионосферных волн суммарное поле очень мало, тогда как ночью ионосферные волны могут обуславливать сильное поле. Для СВ наблюдается перекрестная модуляция на линиях связи, на к-рых имеет место отражение от ионосферы.

КВ глубоко проникают внутрь ионосферы, в то время как их распространение вдоль земной поверхности (земная волна) сопровождается большим поглощением. Обычно КВ проходят нижние области ионосферы (днем —  $D$  и  $E$ , ночью —  $E$ ), отражаются от верхней  $F$  и возвращаются на поверхность Земли. Радиосвязь между двумя фиксированными пунктами для заданного состояния ионосферы возможна только при  $f < f_{мпч}$  (максимальная применяемая частота). Если  $f > f_{мпч}$ , то волна проходит через ионосферу и не возвращается на земную поверхность. Поглощение КВ, происходящее гл. обр. в областях  $D$  и  $E$ , ограничивает диапазон частот снизу, т. к. с уменьшением  $\omega$  их поглощение растет. Летом при максимуме солнечной активности возможно (днем) отражение КВ от области  $E$ . Кроме того, отражение может быть от спорадич. слоя  $E_s$  (см. *Ионосфера*). Под действием поля  $H_0$  падающая волна в ионосфере расщепляется на обыкновенную и необыкновенную волны, распространяющиеся по различным траекториям и с разным поглощением. В точку наблюдения приходит множество волн (обыкновенных и необыкновенных, после разного числа отражений), а также рассеянных неоднородностями ионосферы, интерферирующих друг с другом. Изменения параметров области  $F$  обуславливают глубокие замирания КВ (включая поляризационные замирания при приеме на вертикальную антенну волны с вытянутым эллипсом поляризации, когда происходит флуктуационные колебания его большой оси).

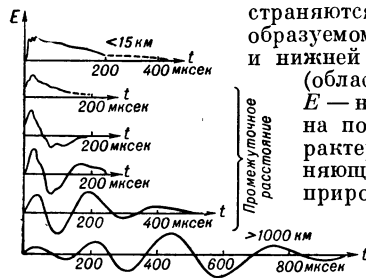


Рис. 15. Изменение формы атмосферных волн при удалении от источника.

Излучатель КВ на нек-ром расстоянии окружен кольцевой зоной, в к-рой интенсивность радиоволн практически равна нулю (зона молчания). Земная волна здесь слаба, а отраженные ионосферные волны сюда не попадают. Поглощение КВ в ионосфере иногда столь мало, что, кроме обычного прямого сигнала, соответствующего кратчайшей дуге между пунктами *A* и *B*, наблюдается сигнал, распространяющийся от передатчика *A* в противоположную сторону. Обнаружены также сигналы, к-рые многократно огибают земной шар в прямом и обратном направлениях (к р у г о с в е т н о е р а д и о э х о). При наклонном зондировании к излучателю возвращается ионосферный сигнал, рассеянный земной поверхностью (см. *Кабанова эффект*).

Для УКВ ионосфера практически прозрачна, за исключением МВ, для к-рых возможно отражение от спорадич. слоя *E<sub>s</sub>*. В годы высокой солнечной активности УКВ могут отражаться днем от области *F*. Локальные неоднородности ионизации ионосферы вызывают в пространстве и во времени флуктуации, на к-рых происходит рассеяние УКВ. Расчет рассеянного излучения производится статистически аналогично рассеянию в тропосфере (см. выше). При этом  $(\Delta \epsilon_{\text{и}} / \epsilon_{\text{и}})^2 \approx (\Delta N / N)^2 (\omega_{\text{и}}^4 / \omega^4)$ . Т. о., ионосферное рассеяние, в отличие от тропосферного, сильно зависит от  $\omega$ ; оно наблюдается при  $\lambda > 2-3$  м. Рассеяние наблюдается также от изолированных метеорных следов. За время существования метеорных следов можно получить (прерывистую) радиосвязь на МВ на расстояниях до 1500—1800 км. Рассеяние УКВ на свободных электронах ионосферы позволило экспериментально получить зависимость *N* (*z*) и определить др. параметры ионосферы.

**Р. р. в межпланетной и межзвездной среде.** Межпланетное и межзвездное пространство представляет собой высокотемпературную плазму. Магнитное поле Земли почти полностью заэкранировано на внешней границе ионосферы. Несмотря на сильную разреженность, поглощение радиоволн в космич. пространстве может быть заметным из-за большого пути, проходимого ими. Коэфф. поглощения для этих сред подсчитывается по ф-ле:

$$\alpha = \frac{16\pi^2 e^6 N^2 \ln \frac{(2kT)^{5/2}}{2,115e^2 m^{1/2} \omega}}{3 \sqrt{2\pi} (kTm)^{5/2} \omega^2 c},$$

где *k* — постоянная Больцмана, *T* — темп-ра плазмы. *Н. А. Арманд.*

странение лишь СДВ. Прямое Р. р. под землей сопровождается выходом поля наружу, отражением его от ионосферы и появлением боковых волн.

Гранитные породы, обладающие наименьшим поглощением, обычно располагаются под верхним высокопроводящим слоем почвы или воды на глубинах до 20 км и образуют вместе с этим слоем подземный волновод. Если излучатель и приемник расположены достаточно глубоко, то распространение СДВ в таком волноводе возможно (по расчету) на расстояния ~2000 км [21]. Основными параметрами являются глубина залегания различных пород,  $\sigma_{\text{п}}$ , длины передающей и приемной антенн,  $\omega$ , расстояние от излучателя, характеристики ионосферы и мощность передатчика. *А. В. Шабельников.*

*Лит.*: 1) Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961; 2) Введенский Б. А., Аренберг А. Г., Вопросы распространения ультракоротких волн, М., 1948; 3) и х ж е, Распространение ультракоротких радиоволн, М., 1938; 4) Фок В. А., Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности, М.—Л., 1946; 5) Исследование по распространению радиоволн, сб. 2, М.—Л., 1948; 6) Шукин А. Н., Распространение радиоволн, М., 1940; 7) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; 8) Выходский Д. М., «УФН», 1952, т. 47, вып. 3, с. 398—443; 9) Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; 10) Татарский В. И., Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., 1959; 11) Чернов Л. А., Распространение волн в среде со случайными неоднородностями, М., 1958; 12) Басс Ф. Г. [и др.], «УФН», 1961, т. 73, вып. 1, с. 89—129; 13) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960; 14) Введенский Б. А., Аренберг А. Г., Влияние тропосферы на устойчивость приема ультракоротких радиоволн, «УФН», 1944, т. 26, вып. 1, с. 1—44; 15) Аренберг А. Г., Распространение дециметровых и сантиметровых волн, М., 1957; 16) Черный Ф. Б., Распространение радиоволн, М., 1962; 17) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960; 18) е г о ж е, Дальнее распространение ультракоротких волн, М., 1962; 19) Арманд Н. А., Введенский Б. А. [и др.], Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн (Обзор), «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 6; 20) Рекомендации МККР. Документ № 2005, Женева, 1963; 21) Wheeler H. A., Radio-wave propagation in the earth's crust, «J. Res.», 1961, v. 65D, № 2, p. 189—91; 22) Budden K. G., Radio waves in the ionosphere, Camb., 1961; 23) Паткл и фф Дж. А., Магнито-ионная теория и ее приложения к ионосфере, пер. с англ., М., 1962; 24) Bremner H., Terrestrial radio waves, N. Y. — [a. o.], 1949; см. также лит. к ст. *Ионосфера*.

**РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ИЗОТОПОВ** — относительное количество атомов разных изотопов одного и того же химич. элемента; обычно выражается в % к сумме атомов всех стабильных и долгоживущих (с периодом полураспада  $T_{1/2} \geq 3 \cdot 10^8$  лет) изотопов элемента. Напр., природный хлор состоит из двух стабильных изотопов:  $\text{Cl}^{35}$  и  $\text{Cl}^{37}$  с распространенностью соответственно 75,53% и 24,47%.

Иногда Р. и. наз. «относительной Р. и.», в отличие от «абсолютной Р. и.» — распространенности изотопов различных элементов на Земле или в метеоритах (см. *Изотопы*).

Сводка наиболее точных значений Р. и. приведена в таблице изотопов в *V* томе ФЭС. Точное измерение Р. и. имеет большое значение для определения атомных весов элементов.

*Лит.* см. в ст. *Изотопы*.

**РАССЕЛА-ГЕРЦШПРУНГА ДИАГРАММА** — см. *Спектр-светимость диаграмма*.

**РАССЕЛА — САУНДЕРСА СХЕМА** (связь Рассела — Саундерса, нормальная связь, *LS*-связь) — в теории атомных спектров — схема сложения орбитальных и спиновых моментов электронов, к-рая чаще всего осуществляется для сложных атомов (отсюда название норм. связь). Предложена Расселом и Саундерсом

Средние значения  $\epsilon_{\text{п}}$  и  $\sigma_{\text{п}}$  земной почвы (СРСЕ)

Среда	Длинные, средние и короткие волны		УКВ						
			$\lambda = 100$ см		$\lambda = 9$ см		$\lambda = 3$ см		
	$\epsilon_{\text{п}}$	$\sigma_{\text{п}}$	$\epsilon_{\text{п}}$	$\sigma_{\text{п}}$	$\epsilon_{\text{п}}$	$\sigma_{\text{п}}$	$\epsilon_{\text{п}}$	$\sigma_{\text{п}}$	
Гранит . . . . .	2—6	$10^5-10^6$							
Сухой песок . . . . .	2	$2 \cdot 10^6$	4	$9 \cdot 10^5$	2	$3 \cdot 10^8$			
Песок . . . . .	5	$2 \cdot 10^7$							
Средневлажная земля . . . . .	10	$2 \cdot 10^7$							
Влажная земля . . . . .	20	$2 \cdot 10^8$	30	$9 \cdot 10^7$	24	$6 \cdot 10^9$			
Пресная вода . . . . .	80	$2 \cdot 10^7$	80	$9 \cdot 10^6$	80	$2 \cdot 10^{10}$			
Морская вода . . . . .	80	$4 \cdot 10^{10}$			80	$5,5 \cdot 10^{10}$	65		

**Р. р. в земной коре.** Земная кора — неоднородная среда с диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon_{\text{п}}$  и проводимостью  $\sigma_{\text{п}}$ , зависящими от длины волны  $\lambda_0$ . Из-за существенного поглощения в земной коре радиоволны распространяются в толще Земли на расстояния:

$$d = (\lambda/2\pi) \sqrt{\epsilon_{\text{п}}^2 + (4\pi\sigma_{\text{п}}^2/\omega)^2} \sin [0,5 \arctg (4\pi\sigma_{\text{п}}/\omega\epsilon_{\text{п}})].$$

Поэтому под Землей практически возможно распро-



[1] в 1925 г., вскоре после открытия спина электрона.

Согласно Р. — С. с., орбитальные моменты  $l_i$  отдельных электронов складываются в полный орбитальный момент  $L = \sum_i l_i$ , а их спиновые моменты

$s_i$  — в полный спиновый момент  $S = \sum_i s_i$ , к-рые

затем образуют полный электронный момент атома  $J = L + S$ . Соответственно уровни энергии атома характеризуются квантовыми числами  $L, S$  и  $J$ , а связь моментов обозначают как  $LS$ -связь. Р. — С. с. имеет место, когда магнитное спин-орбитальное взаимодействие мало по сравнению с электростатич. взаимодействием электронов. В этих условиях моменты  $S$  и  $L$  приближенно являются постоянными движения, поэтому квантовые числа  $S$  и  $L$  представляют хорошую приближенную характеристику состояний; значение  $\kappa = 2S + 1$  определяет мультиплетность состояний.

При Р. — С. с. уровни энергии группируются по значениям  $S$  и  $L$ , образуя мультиплетные термы, набор к-рых может быть найден для каждой электронной конфигурации атома (табл.). Общее число уровней для многоэлектронных конфигураций может быть весьма большим. Расположение уровней зависит от значений  $S, L$  и  $J$ .

Термы конфигураций, состоящих из эквивалентных  $p$ - и  $d$ -электронов; цифра под символом терма — число термов данного рода

Конфигурации	Мультиплетные термы	Число		
		термов	уровней	состояний (стат. вес)
$p$ и $p^5$	$^2P^o$	1	2	6
$p^2$ и $p^4$	$^1SD$ $^3P$	3	5	15
$p^3$	$^2PD^o$ $^4S^o$	3	5	20
$d$ и $d^9$	$^2D$	1	2	10
$d^2$ и $d^8$	$^1SDG$ $^3PF$	5	9	45
$d^3$ и $d^7$	$^2PDFGH$ $^4PF$	8	19	120
$d^4$ и $d^6$	$^1SDFGI$ $^3PDFGH$ $^5D$	16	34	210
$d^5$	$^2SPDFGHI$ $^4PDFG$ $^6S$	16	37	252

Наряду с общим правилом отбора  $\Delta J = 0, \pm 1$  имеют место правила отбора  $\Delta S = 0$ , т. е. должны комбинировать лишь термы одной мультиплетности, и  $\Delta L = 0, \pm 1$ . Значения  $g$ -факторов, характеризующих расщепление уровней в магнитном поле, определяются ф-лой Ланде (см. Ланде множитель).

По мере увеличения спин-орбитального взаимодействия увеличиваются отступления от Р. — С. с. В предельном случае, когда спин-орбитальное взаимодействие велико по сравнению с электростатич. взаимодействием; имеет место  $jj$ -связь; возможен постепенный переход от Р. — С. с. к  $jj$ -связи, при к-ром осуществляется промежуточная связь. Т. к. спин-орбитальное взаимодействие увеличивается с увеличением порядкового номера  $Z$ , а электростатич. взаимодействие уменьшается для сильно возбужденных электронов, то отступление от Р. — С. с., как правило, тем сильнее, чем больше  $Z$  и чем выше расположены рассматриваемые уровни по отношению к основному уровню; обычно для глубоких уровней даже тяжелых атомов Р. — С. с. является удовлетворительным приближением.

Лит.: 1) Russel H. N., Saunders F. A., «Astrophys. J.», 1925, v. 61, p. 38.

См. также лит. при ст. Спектроскопия атомная.

М. А. Ельшиевич.

**РАССЕЯНИЕ ВОЛН** — в основном значении термина — явление, обусловленное наличием в среде, в к-рой распространяется падающая волна, флуктуаций, вызывающих нерегулярные локальные изменения свойств среды, вследствие чего в среде возникают вторичные волны, распространяющиеся в направлениях, отличных от направления падающей волны и не когерентные (см. Когерентность) с падающей волной.

В основе Р. в. лежит дифракция волн на обусловленных флуктуациями неоднородностях среды, в к-рых скорость распространения волны отличается от среднего значения этой скорости для данной среды. Фаза вторичной («дифрагированной») волны определяется фазой проходящей волны, а распределение в пространстве амплитуд вторичной волны существенно зависит от размеров неоднородностей по сравнению с длиной волны.

Если бы за время наблюдения положение неоднородностей оставалось неизменным, то вторичные волны, возникающие на разных неоднородностях, были бы когерентны между собой и по отношению к первичной волне, и в результате интерференции первичной и всех вторичных волн наблюдалась бы неизменная дифракционная картина, соответствующая данному неизменному расположению неоднородностей. Но неоднородности, обусловленные флуктуациями, все время хаотически возникают и исчезают в различных малых объемах среды. Если такие изменения происходят за время, малое по сравнению с тем минимальным временем, к-рое необходимо для наблюдения дифракционной картины, то вторичные волны, возникающие на различных неоднородностях, оказываются некогерентными между собой, т. к. расстояние от места возникновения всех отдельных вторичных волн до каждой точки наблюдаемой дифракционной картины хаотически изменяется, вследствие этого хаотически изменяются и фазы всех вторичных волн. Поэтому вторичные волны не интерferируют между собой и вместо образования дифракционной картины происходит сложение энергии всех вторичных волн, распространяющихся от различных неоднородностей в одном и том же направлении. Пока размеры неоднородностей не превосходят длины волны, вторичная волна от каждой из неоднородностей распространяется в виде сферич. волны, т. е. с одинаковой амплитудой во всех направлениях, а значит и весь объем в целом посылает вторичные (рассеянные) волны во всех направлениях. (Неоднородности, размеры к-рых значительно превосходят длину волны, посылают рассеянные волны преимущественно в направлениях, близких к направлению распространения первичной волны). В этом и заключается явление Р. в. В таком «чистом» виде Р. в. наблюдается, напр., при распространении света в газах (молекулярное рассеяние света). Ту же природу имеют рассеяние звука и рассеяние радиоволн на неоднородностях атмосферы, обусловленных атм. турбулентностью.

Явления, очень близкие по своему характеру к Р. в., происходят в среде, содержащей неоднородности не флуктуационного, а стационарного характера, расположенные в среде хаотически (напр., имеющей посторонние включения) и на шероховатой поверхности раздела двух сред. Вследствие неизменного характера неоднородностей все они под действием одной и той же первичной волны становятся источниками когерентных вторичных волн, к-рые в результате интерференции дают картину чисто дифракционной природы, но по своему характеру часто сходную с картиной Р. в. (т. к. и в том, и в другом явлении играют роль статистич. закономерности). Это дает основание подобные явления также наз. Р. в.

Однако термин «Р. в.» применяют даже к явлению возникновения вторичной волны на отдельных, ста-

дионарных неоднородностях, напр. говорят о рассеянии радиоволн на радиоакционных цепях (самолетах), хотя в подобных случаях правильнее было бы говорить о дифракции волн; но при сложной форме тела дифракционная картина оказывается сходной с картиной Р. в., что оправдывает применение этого термина.

Явление Р. в. вызывает ослабление волн при их распространении. Напр., в расходящейся волне рассеянные волны обычно выходят за пределы того конуса, в к-ром распространяется падающая волна, и уносят с собой часть энергии падающей волны. Вследствие этого плотность потока энергии падающей волны убывает с расстоянием быстрее, чем в отсутствие Р. в.

Лит. см. при статьях *Рассеяние света*, *Рассеяние звука*, *Рассеяние радиоволн*. С. Э. Хайкин.

**РАССЕЯНИЕ ЗВУКА.** Следует различать 2 случая: 1) Р. з. на теле, размеры к-рого сравнимы с длиной волны  $\lambda$  или меньше ее; в этом случае Р. з. есть *дифракция волн*. Сюда же можно отнести такие явления, как Р. з. на периодич. неровной поверхности и на периодич. структуре [3—5]. 2) Р. з. на хаотически распределенных в пространстве рассеивателях, характер к-рых, кроме того, может меняться во времени; в этом случае Р. з. — явление статистич. природы. Сюда относится большое число физич. явлений: Р. з. на пузырьках в воде [2, 6] и неровной волнующейся поверхности моря [7, 8] (явления, важные в *гидроакустике*, приводящие к затуханию звука и т. н. реверберации моря), рассеяние ультразвуковых волн в поликристаллич. металлах [9, 10], Р. з. в турбулентной атмосфере [11]. Поскольку часть энергии звука рассеивается по др. направлениям, в направлении распространения основной волны происходит убыль энергии.

Если  $\lambda$  велика по сравнению с размерами тела, находящегося в газе или жидкости, и смещения в волне меньше этих размеров, то полная интенсивность рассеяния

$$I_R = \frac{V^2 \rho}{4\pi c^3} \bar{v}^2 + \frac{4\pi \rho}{3c^2} \bar{A}^2,$$

где  $V$  — объем, занимаемый телом,  $\rho$  — плотность жидкости,  $v$  — скорость жидкости под действием волны (акустическая или колебат. скорость),  $c$  — скорость звука и  $A$  — вектор, величина и направление к-рого зависят от формы и скорости движения тела [1]; черта над вектором означает усреднение. 2-й член в этом выражении описывает излучение звука телом, к-рое пришло в колебания под действием падающей волны.

Р. з. принято характеризовать дифференциальным эффективным сечением  $d\sigma$ , представляющим собой отношение средней (по времени) рассеиваемой в данном элементе телесного угла  $d\Omega$  энергии к средней плотности потока энергии в падающей волне, или полным эффективным сечением  $\sigma$  (поперечник рассеяния), равным отношению  $I_R$  к плотности падающего потока энергии  $I_i$ :

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi R^2 I_R}{I_i},$$

где  $R$  — расстояние от рассеивателя.

Для шара радиуса  $r$  (опуская 2-й член в выражении для  $I_R$ )

$$d\sigma = \frac{\omega^4 r^6}{9c^4} \left(1 - \frac{3 \cos^2 \theta}{2}\right)^2 d\Omega,$$

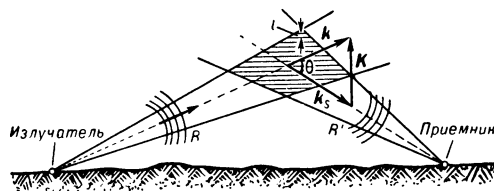
т. е. при  $\lambda \gg r$ ,  $d\sigma \sim \omega^4$  (т. н. рэлеевское рассеяние, интенсивность к-рого пропорциональна 4-й степени частоты  $\omega$ ). Здесь  $\theta$  — угол между направлением падающей волны и направлением Р. з. (угол рассеяния). Т. о., интенсивность Р. з. максимальна при  $\theta = \pi$ , т. е. в направлении, обратном направлению падающей волны (в предельном случае  $\lambda \ll r$  имеет место простое отражение).

Для возд. пузырька в воде при падении на него плоской монохроматич. волны частоты  $\omega$ , под действием к-рой пузырек

совершает вынужденные колебания и становится излучателем звука,  $\sigma \approx 4\pi r^2 / [(\omega_0/\omega - 1)^2 + \delta^2(\omega)]$ , что справедливо для  $\lambda \gg r$ ; здесь резонансная частота пузырька  $\omega_0$  определяется ф-лой:  $\omega_0/2\lambda = 0,33/r$ , а  $\delta(\omega)$  — активное сопротивление излучения пузырька вместе с потерями диссипативного характера. При  $\omega = \omega_0$  наступает резонанс и  $\sigma$  становится очень большим, что объясняет большое затухание звука в среде, где имеются резонансные пузырьки. Это играет большую роль в *гидролокации*, определяя наряду с др. величинами дальность действия гидролокатора [2].

Р. з. играет большую роль при распространении ультразвука в металлах, вызывая большое затухание, когда  $\lambda$  сравнима или неск. больше размеров кристаллич. зерен металла. В этом случае благодаря различию в плотности и упругости между отдельными зернами поликристалла также имеет место рассеяние типа рэлеевского  $\sim \omega^4$ .

Теория Р. з. на слабых неоднородностях коэф. преломления  $n$  (вызванных различными причинами, напр. турбулентностью атмосферы — полем пульсаций скорости ветра и полем пульсаций темп-ры) основана на предположении, что изменения  $\Delta n = \bar{n} - n$  малы по сравнению со средним значением  $\bar{n}$ . Тогда можно воспользоваться *возмущенной теорией* для решения неоднородного волнового ур-ния (правая часть к-рого представляет собой возмущение), к-рое описывает задачу о рассеянии. Если плоская волна падает на объем  $V$  (см. рис.),



где имеются флуктуации  $n$  и  $\mu = \Delta n/n \neq 0$ , а расстояние  $R$  от центра рассеивающего объема  $M_0$  до точки наблюдения (приемника) велико, причем  $R \gg \lambda$  и  $D^2 \ll R\lambda$ , где  $D = V^{1/3}$  (зона дифракции Фраунгофера), то в точке наблюдения потенциал рассеянной волны  $\Phi_1$  будет ф-цией амплитуды падающей волны в точке  $M_0$ , вектора рассеяния  $K_1 = k - k_s$  ( $k$  и  $k_s$  — волновые векторы прямой и рассеянной волн), переменного радиуса-вектора  $\rho$ , пробегающего все значения в объеме  $V$ , отсчитываемые от точки  $M_0$  и угла  $\theta$  между  $k$  и  $k_s$  (угол рассеяния). Амплитуда рассеянной волны определяется компонентой Фурье поля флуктуаций  $\mu$ , соответствующей плоской волне с волновым вектором  $|K_1| = 2k \sin \theta/2$ . Поэтому Р. з. на угол  $\theta$  определяется теми масштабами  $l$  возмущений  $\mu$  (или неоднородностей вообще), к-рые удовлетворяют Брэгга условию:  $l(\theta) = 2\pi/|K_1| = \lambda/2 \sin \theta/2$ . Если поле флуктуаций  $\mu$  случайно (как, напр., в случае турбулентной атмосферы или моря), необходимо далее провести статистич. описание с помощью корреляционных ф-ций [11, 12].

Несмотря на малость величин  $\mu$  для условий атмосферы ( $\mu \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ ), при определенных условиях все же оказывается возможным «слышать» звуковой сигнал (от звукового «пржектора») сбоку, наподобие того, как за счет *рассеяния света* виден сбоку луч прожектора [13]. Подобные явления Р. з. имеют место и при распространении звука в море.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика), с. 362; 2) Физические основы подводной акустики, пер. с англ., М., 1955; 3) Бреховских Л., *Дифракция волн на неровной поверхности*, «ЖЭТФ», 1952, т. 23, вып. 3, с. 275—304; 4) Лысанов Ю. П., Об одном приближенном решении задачи о рассеянии звуковых волн на неровной поверхности, «Акуст. ж.», 1956, т. 2, вып. 2, с. 182—187; 5) Урусовский И. А., Рассеяние звука на неоднородной поверхности синусоидальной формы, характеризующейся нормальной акустической проводимостью, там же, 1959, т. 5, вып. 3, с. 355—62; 6) Морс Ф., Фешбах Г., *Методы теоретической физики*, пер. с англ., т. 2, М., 1960, с. 462; 7) Экарт К., *Рассеяние звука от поверхности моря*, «Проблемы соврем. физики. Гидроакустика», 1954, № 5; 8) Тонаканов О., *Флюктуации звука при распространении в мелком слое воды*, «Акуст. ж.», 1961, т. 7, вып. 2, с. 236—41; 9) Мэзон У., *Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке*, пер. с англ., М., 1952; 10) Меркулов Л., *Исследование рассеяния ультразвуковых волн в металлах*, «ЖТФ», 1956, т. 26, вып. 1, с. 64; 11) Татарский В., *Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере*, М., 1959; 12) Монин А., *Некоторые особенности рассеяния звука в турбулентной атмосфере*, «Акуст. ж.», 1961, т. 7, вып. 4, с. 457; 13) Каллистратова М. А., *Методика исследования рассеяния звука в атмосфере*, там же, 1959, т. 5, вып. 4, с. 496—98. В. А. Красильников.

**РАССЕЯНИЕ МАГНИТНОЕ** — прохождение потока магнитной индукции частично или полностью вне магнитопровода и рабочего зазора рассматривас-

мого устройства (напр., электромагнита). Р. м. может играть как полезную, так и вредную роль. Напр., при работе силового трансформатора в нормальном режиме Р. м., увеличивая реактивную составляющую напряжения питания трансформатора, снижает его кпд, но при коротких замыканиях вторичной обмотки (при авариях) ограничивает ток первичной обмотки, спасая этим трансформатор от быстрого перегрева. Добиться уменьшения Р. м. можно увеличением магнитного сопротивления путей потоков рассеяния, а также таким перераспределением источников магнитодвижущей силы (витков с током и т. п.) по длине магнитной цепи, к-рое снижает разности магнитных потенциалов между различными точками цепи. Р. м. полностью отсутствует, если все точки цепи имеют один и тот же магнитный потенциал. Напр., у однородного тороида, если витки всех имеющихся на нем токонесущих обмоток охватывают его плотно и распределены равномерно по всей его длине, Р. м. отсутствует. То же будет и в случае тороида с поперечным зазором, если витки токонесущих обмоток размещать не только на сердечнике, но и над зазором, причем для каждой обмотки число витков, расположенных над зазором, должно быть во столько раз больше числа витков на сердечнике, во сколько раз магнитное сопротивление зазора больше, чем у сердечника (условие эквивалентности магнитной цепи).

**РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ** низких энергий. Р. н. с энергиями ниже 1 эв (тепловые и холодные нейтроны) определяется особенностями атомной структуры и динамики рассеивателя (см. *Нейтронная оптика*). Ниже рассматривается влияние на это рассеяние химич. связей и теплового движения атомов твердого или жидкого рассеивателя и обсуждается применение рассеяния холодных и тепловых нейтронов к изучению атомной динамики вещества.

**Р. н. химически связанными ядрами.** Р. н. низких энергий системами химически связанных ядер (молекулами, кристаллами, жидкостями) рассматривают в борновском приближении, пользуясь псевдопотенциалом Ферми, описывающим взаимодействие нейтрона с ядром как точечное [1, 2, 3, 4]:

$$V = 2\pi\hbar^2 \sum_{\nu=1}^N (a_{\nu}/\mu_{\nu}) \delta(r - r_{\nu}),$$

где сумма берется по всем  $N$  ядрам рассеивателя;  $r$  и  $r_{\nu}$  — радиус-векторы нейтрона и  $\nu$ -го ядра,  $\mu_{\nu}$  — их приведенная масса,  $a_{\nu}$  — амплитуда рассеяния на  $\nu$ -м ядре. Дифференциальное сечение для Р. н. в интервал телесного угла  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  с изменением энергии нейтрона в интервале  $d\varepsilon$  ок.  $\varepsilon$  можно представить в виде суммы двух составляющих

$$d^2\sigma/d\Omega d\varepsilon = \left[ b_{\text{ког}}^2 \sum_{\nu} \sum_{\nu'} S_{\nu\nu'}(\theta, \varepsilon) \right] + \left[ b_{\text{нк}}^2 \sum_{\nu} S_{\nu\nu}(\theta, \varepsilon) \right], \quad (1)$$

где 1-я составляющая, имеющая интерференционную природу, — когерентная составляющая сечения, а 2-я составляющая, представляющая собой сумму по всем ядрам, — некогерентная;  $b_{\text{ког}}$  и  $b_{\text{нк}}$  — когерентная и некогерентная амплитуды рассеяния на связанном ядре; ф-ция  $S_{\nu\nu'}(\theta, \varepsilon)$  описывает структурно-динамич. свойства рассеивателя. Она может быть представлена в виде [5]

$$S_{\nu\nu'}(\theta, \varepsilon) = (k/2\pi\hbar k_0 N) \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\varepsilon t/\hbar} \times \langle e^{i\mathbf{x}\nu(t)} e^{-i\mathbf{x}\nu'(0)} \rangle_T, \quad (2)$$

где  $\mathbf{x} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}$  — волновой вектор нейтрона до и после рассеяния;

$$r_{\nu}(t) = \exp(iHt/\hbar) r_{\nu} \exp(-iHt/\hbar)$$

— гейзенберговский оператор положения  $\nu$ -го ядра,  $H$  — гамильтониан рассеивателя;  $\langle \dots \rangle_T$  означает квантовомеханич. усреднение по состоянию и статистич. усреднение по состояниям при условии, что рассеиватель находится в тепловом равновесии при темп-ре  $T$ . Чтобы выполнить это усреднение, надо исходить из конкретной динамич. модели рассеивателя.

В случае кристалла удобно представить  $r_{\nu}(t)$  в виде  $r_{\nu}(t) = \rho_{\nu} + u_{\nu}(t)$ , где  $\rho_{\nu}$  — положения узлов кристаллич. решетки (т. е. равновесные положения атомов), а  $u_{\nu}(t)$  — операторы смещения атомов из равновесных положений вследствие тепловых колебаний. Тогда:

$$S_{\nu\nu'} = (k/2\pi\hbar k_0 N) e^{i\mathbf{x}(\rho_{\nu} - \rho_{\nu'})} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\varepsilon t/\hbar} \times \langle e^{i\mathbf{x}u_{\nu}(t)} e^{-i\mathbf{x}u_{\nu'}(0)} \rangle_T.$$

Для упругого рассеяния выражение для  $S_{\nu\nu'}$  существенно упрощается:

$$S_{\nu\nu'} = (2\pi\hbar N)^{-1} e^{i\mathbf{x}(\rho_{\nu} - \rho_{\nu'})} e^{-2W} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\varepsilon t/\hbar} = \frac{1}{N} e^{i\mathbf{x}(\rho_{\nu} - \rho_{\nu'})} e^{-2W} \delta(\varepsilon). \quad (3)$$

Здесь  $\exp[-2W(\theta)]$  — известный из рассеяния рентгеновских лучей тепловой фактор Дебая — Валлера, отражающий влияние на Р. н. тепловых колебаний. Подставляя (3) в (1) и интегрируя по  $d\varepsilon$ , получаем для некогерентной и когерентной составляющих дифференциального сечения упругого Р. н. выражения:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{нк}} = b_{\text{нк}}^2 e^{-2W};$$

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{ког}} = b_{\text{к}}^2 e^{-2W} \frac{1}{N} \sum_{\nu} \sum_{\nu'} e^{i\mathbf{x}(\rho_{\nu} - \rho_{\nu'})} = b_{\text{к}}^2 e^{-2W} \frac{(2\pi)^3}{v\nu} |F(\boldsymbol{\tau})|^2 \delta(\mathbf{x} - 2\pi\boldsymbol{\tau}). \quad (4)$$

Здесь  $v$  — объем элементарной ячейки,  $\nu$  — число атомов в ячейке,  $\boldsymbol{\tau}$  — вектор обратной решетки. Содержащееся в  $\delta$ -ф-ции условие  $\mathbf{x} = 2\pi\boldsymbol{\tau}$  — известное *Брэгга — Вульфа условие*, вектор  $\boldsymbol{\tau}$  определяет семейство участвующих в данном отражении кристаллич. плоскостей. Множитель  $|F(\boldsymbol{\tau})|^2$  — структурный фактор, зависящий от структуры ячейки, — определяет совместно с тепловым фактором интенсивность нейтронных волн, рассеянных в определенном вектором  $\boldsymbol{\tau}$  направлении.

В неупругом Р. н. происходит обмен энергией между нейтроном и кристаллом. Этот обмен тем интенсивнее, чем больше энергия нейтрона и чем выше темп-ра образца. С увеличением энергии нейтрона возрастает вероятность передачи энергии от нейтрона к кристаллу, тогда как с ростом темп-ры возрастает вероятность обратной передачи энергии.

Ф-ция  $S_{\nu\nu'}$ , вычисляясь для решетки, атомы к-рой совершают гармонич. колебания [6]. Р. н. рассматривалось как суперпозиция процессов, в к-рых происходит рождение или уничтожение того или иного числа фононов. Число фононов, участвующих в данном столкновении, определяет фононную кратность процесса. Для представления сечения Р. н. в виде суммы сечений фононных процессов различной кратности проводят разложение смещений  $u_{\nu}(t)$  по нормальным колебаниям. Для решеток Браве это разложение имеет вид:

$$u_{\nu}(t) = i(\hbar/2MN)^{1/2} \sum_{s=1}^3 \sum_q \frac{e_s(q)}{\sqrt{\omega_s(q)}} \times \left[ a e^{-i\omega_s(q)t + i\mathbf{q}\rho_{\nu}} - a^{\dagger} i\omega_s(q)t - i\mathbf{q}\rho_{\nu} \right]. \quad (5)$$

Здесь  $s$  и  $q$  — поляризации и волновой вектор нормального колебания (фонона),  $\omega_s(q)$  и  $e_s(q)$  — частота и вектор поляризации ( $s, q$ -го колебания [ $\omega = \omega_s(q)$  наз. дисперсионным соотношением],  $d$  и  $d^+$  — операторы уничтожения и рождения фонона соответственно,  $M$  — масса ядра решетки. Ф-ции  $\omega_s(q)$  и  $e_s(q)$  отражают особенности динамики конкретной кристаллич. решетки.

Практич. интерес представляют сечения однофононного рассеяния. Для решеток Браве когерентная составляющая имеет вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{КОГ}}^{\pm} = b_{\text{КОГ}}^2 \frac{\hbar}{k_0} e^{-2W} \sum_{s=1}^3 \frac{\hbar |e_s(\kappa)|^2}{2M\omega_s(\kappa)} \times \left\{ \frac{\exp[\hbar\omega_s(\kappa)/T]}{1} \right\} \frac{\delta[E \pm \hbar\omega_s(\kappa)]}{e^{\hbar\omega_s(\kappa)/T} - 1}, \quad (6)$$

где единица в фигурных скобках отвечает уничтожению, а экспонента — рождению фонона (темп-ра выражена в энергетич. ед.);  $\delta$ -ф-ция в (6) выделяет острые максимумы в энергетич. распределении интенсивности рассеянных нейтронов; при заданной энергии падающих нейтронов, направлении их движения относительно монокристалла-рассеивателя и угле рассеяния положение этих максимумов позволяет определить энергию и импульс фононов, участвовавших в отдельных процессах рассеяния. Сечение некогерентного однофононного рассеяния для кубич. решетки Браве пропорционально ф-ции распределения частот нормальных колебаний решетки  $g(\omega)$  [7]:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{НК}}^{\pm} = b_{\text{НК}}^2 \frac{\hbar\kappa^2 k}{6M N k_0 |\epsilon|} e^{-2W} g(|\epsilon|/\hbar) \times \left\{ \frac{\exp(|\epsilon|/T)}{1} \right\} \frac{1}{\exp(|\epsilon|/T) - 1}. \quad (7)$$

Если кристалл не обладает кубич. симметрией, то ф-цию  $g$  можно выразить в виде суперпозиции трех сечений, измеренных при различных ориентациях монокристалла относительно падающего пучка [8]. С увеличением фононной кратности процесса его чувствительность к динамике решетки понижается. Уже двухфононные процессы слабо «чувствуют» динамику, т. к. они допускают случайные распределения энергии и импульса между двумя фононами.

В некогерентных составляющих сечений Р. н. практически отсутствует эффект структуры рассеивателя, в упругих составляющих существенно ослаблен эффект динамики. Следовательно, макс. информация об атомной структуре и динамике рассеивателя содержит сечение когерентного неупругого рассеяния, а минимальную информацию — сечение некогерентного упругого рассеяния. При структурных исследованиях изучают когерентное упругое рассеяние, а исследования динамики удобнее начинать с интерпретации данных некогерентного неупругого (однофононного) рассеяния.

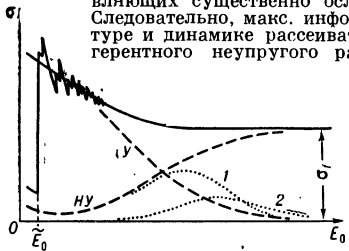


Рис. 1. Зависимость интегрального сечения рассеяния на поликристаллич. образце от энергии нейтронов  $E_0$ : У — сечение упругого рассеяния; НУ — сечение неупругого рассеяния; 1 — сечение однофононного рассеяния; 2 — сечение двухфононного рассеяния.

Рис. 1 иллюстрирует качествен. поведение интегрального сечения Р. н. на поликристаллич. образце в зависимости от энергии  $E_0$  падающих нейтронов. Темп-ра образца фиксирована. В области достаточно низких энергий преобладает упругое рассеяние. При энергии  $\tilde{E}_0 = \hbar^2/(8md^2)$  (где  $d$  — макс. межплоскостное расстояние) в соответствии с условием Брэгга — Вульфа наблюдается скачок в ходе сечения, связанный с отсутствием когерентного упругого рассеяния при  $E < \tilde{E}_0$ . Вклад от этого рассеяния при  $E_0 > \tilde{E}_0$  приводит к ряду отчетливых максимумов. По мере увеличения  $E_0$  кривая сечения сглаживается; при этом когерентная составляющая приобретает такую же энергетич. зависимость, как и у некогерентной составляющей (некогерентное приближение):  $\sigma_{\text{КОГ}}(E_0) \approx \sigma_{\text{НК}}(E_0) a_{\text{КОГ}}^2/a_{\text{НК}}^2$ . Это приближение применимо при  $k_0 d \gg 1$ , т. е. при достаточно высоких энергиях нейтронов, когда в отражении включается большое число кристаллич. плоскостей, обуславливающее усредняющий эффект. В неупругом рассеянии при малых  $E_0$  основной вклад вносит однофононное рассеяние; роль фононных процессов более высоких кратностей последовательно возрастает с увеличением  $E_0$ . При этом суммарное сечение неупругого рассеяния увеличивается, стремясь при достаточно больших  $E_0$  (когда можно пренебречь энергией хим. связи и теплового движения атомов) к пределу  $\sigma_f = 4\pi (a_{\text{КОГ}}^2 + a_{\text{НК}}^2)$ , отвечающему рассеянию на свободном ядре.

Наиболее общее рассмотрение Р. н. низких энергий связанных ядрами проводится в терминах пространственно-

временных коррелятивных ф-ций  $G(r, t)$  и  $G_s(r, t)$  [9, 10]:

$$G(r, t) = (2\pi)^{-3} N^{-1} \sum_{\mathbf{v}} \sum_{\mathbf{v}'} \int d\mathbf{x} e^{-i\mathbf{x}\mathbf{r}} \langle e^{i\mathbf{x}\mathbf{r}_\mathbf{v}(t)} e^{-i\mathbf{x}\mathbf{r}_{\mathbf{v}'(0)}} \rangle_T; \quad (8)$$

$$G_s(r, t) = (2\pi)^{-3} N^{-1} \sum_{\mathbf{v}} \int d\mathbf{x} e^{-i\mathbf{x}\mathbf{r}} \langle e^{i\mathbf{x}\mathbf{r}_\mathbf{v}(t)} e^{-i\mathbf{x}\mathbf{r}_{\mathbf{v}(0)}} \rangle_T.$$

Когерентная и некогерентная составляющие дважды дифференциального сечения Р. н. являются Фурье-образами соответственно ф-ций  $G(r, t)$  и  $G_s(r, t)$  [см. (1) и (2)]:

$$(d^2\sigma/d\Omega dE)_{\text{КОГ}} = b_{\text{КОГ}}^2 \int_{-\infty}^{\infty} dr dt e^{i\mathbf{x}\mathbf{r} - i \frac{E}{\hbar} t} G(r, t); \quad (9)$$

$$(d^2\sigma/d\Omega dE)_{\text{НК}} = b_{\text{НК}}^2 \int_{-\infty}^{\infty} dr dt e^{i\mathbf{x}\mathbf{r} - i \frac{E}{\hbar} t} G_s(r, t).$$

Коррелятивные ф-ции отражают особенности структуры и динамики рассеивателя. В классич. приближении  $G(r, t) dr$  — вероятность обнаружить атом в момент  $t$  в окрестности  $dr$  точки  $r$ , если известно, что нек-рый атом в начальный момент времени находился в начале координат. Если при этом в моменты 0 и  $t$  рассматривается один и тот же атом, то ф-ция  $G(r, t)$  превращается в ф-цию  $G_s(r, t)$  (т. н. автокоррелятивную ф-цию). Ф-ция  $G(r, t)$  и  $G_s(r, t)$  — обобщение известной из рассеяния рентгеновских лучей ф-ции  $g(r)$ , описывающей мгновенное распределение атомов около нек-рого исходного атома:  $g(r) = G(r, 0) - G_s(r, 0)$ .

Предполагая определенную динамику модель рассеивателя, можно сконструировать соответствующие коррелятивные ф-ции и затем провести сравнение результатов вычислений с данными нейтронного опыта. Ф-ция  $G_s(r, t)$  для макроизотропного рассеивателя в 1-м приближении имеет гауссовский вид

$$G_s(r, t) = [2\pi\Gamma(t)]^{-3/2} \exp[-r^2/2\Gamma(t)], \quad (10)$$

где ширинная ф-ция  $\Gamma(t)$  включает всю информацию о динамике рассеивателя. Ф-ция  $G_s$  получена для неск. моделей; в частности, для идеального газа, кубич. гармонич. кристалла, классич. модели диффузии. Во всех перечисленных случаях она — строго гауссовская со след. ширинными ф-циями: а) газ:  $\Gamma(t) = (Tt^2/M) - (i\hbar t/M)$ ; б) кристалл:  $\Gamma(t) =$

$$= (\hbar^2/M) \left[ W - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\epsilon/2T) g(|\epsilon|)}{2\epsilon s \hbar (\epsilon/2T)} \exp\left(-i \frac{\epsilon}{\hbar} t\right) d\epsilon \right], \text{ где } W =$$

$$= \int_0^{\infty} \frac{g(\epsilon)}{\epsilon \hbar (\epsilon/2T)} d\epsilon; \text{ в) диффузия: } \Gamma(t) = 2Dt, \text{ где } D \text{ — коэфф. самодиффузии.}$$

Метод коррелятивных ф-ций применим к рассеивателям любой природы. Однако особо важную роль он играет при интерпретации данных по Р. н. жидкостями вследствие особенной сложности динамики жидкого состояния.

**Нейтронные исследования атомной динамики вещества.** Существуют 2 метода исследования атомной динамики вещества с помощью Р. н. низких энергий. В 1-м методе измеряют интегральное сечение Р. н. в эксперименте на пропускание нейтронного пучка сквозь образец в зависимости от энергии падающих нейтронов. Такой метод применяется для изучения движения протонов в нек-рых водородосодержащих соединениях. Большой интерес представляет 2-й метод, в к-ром измеряется энергетич. распределение нейтронов, рассеянных из моноэнергетич. пучка на определенный угол, для разных углов рассеяния. Получаемая в каждом измерении экспериментальная кривая представляет собой (после введения аппаратных поправок) дважды дифференциальное сечение неупругого рассеяния ( $d^2\sigma/d\Omega dE$ ) для фиксированного угла  $\theta$ . Чтобы получить из этой кривой сведения о динамике атомов рассеивателя, надо провести обработку результатов с тем, чтобы разделить когерентную и некогерентную составляющие (или просто выделить одну из них) и выделить в случае Р. н. кристаллами сечение однофононного рассеяния.

Когерентные эффекты в Р. н. выражаются тем сильнее, чем меньше  $\kappa$ ; при достаточно больших  $\kappa$  справедливо некогерентное приближение. Это позволяет указать след. путь выделения вклада некогерентного рассеяния: фиксируется  $\epsilon$ , и экспери-

мент. данные рассматриваются в зависимости от  $\kappa$  (измерения проводятся под разными углами рассеяния). В этом случае можно попытаться исключить интерференционный вклад экстремальной результатов из области больших  $\kappa$  в область малых  $\kappa$  [13]. Другой возможный метод выделения некогерентной составляющей состоит в измерении энергетич. распределения рассеянных монокристаллом нейтронов при  $\kappa = 2\pi\tau$  [11]; при этом когерентные эффекты не будут проявляться. В некоторых случаях, когда среди изотопов исследуемого элемента имеется изотоп с отрицат. амплитудой рассеяния, можно создать образец, рассеивающий почти полностью некогерентно, если обеспечить в нем такие концентрации соответствующих изотопов, чтобы средняя (когерентная) амплитуда рассеяния равнялась нулю. Вопрос о разделении когерентной и некогерентной составляющих рассеяния из-за его сложности удовлетворительно еще не решен.

Для выделения сечения однофононного рассеяния надо учесть процессы многофононного и многократного рассеяния. При достаточно низких энергиях нейтронов и невысоких темп-рах образца эти процессы дают сравнительно небольшую поправку в неупругом рассеянии и, кроме того, они слабо чувствительны к особенностям динамики решетки. Это позволяет провести расчет указанных процессов с применением нек-рой упрощенно-динамич. модели (напр., дебаевской).

В результате обработки выделенных сечений однофононного когерентного и некогерентного рассеяний можно определить след. характеристики: ф-цию распределения частот нормальных колебаний  $g(\omega)$ , дисперсионные соотношения  $\omega_s(q)$ , векторы поляризации  $e_s(q)$ , среднее время жизни и среднюю длину пробега фононов. Ф-ция  $g(\omega)$  определяется из измерения интенсивности некогерентного однофононного рассеяния. Измерения  $g(\omega)$  проводились на V, Ni, графите, разупорядоченных сплавах Mn — Co и Ti — Zr.

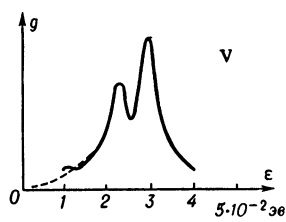


Рис. 2. Спектр частот нормальных колебаний V; пункт — низкочастотная часть дебаевского спектра с  $\theta_D = 338^\circ \text{K}$ .

На рис. 2 представлен спектр частот для V, полученный в эксперименте с рассеянием холодных нейтронов [14]. Дисперсионные соотношения  $\omega_s(q)$  определяются из измерений положений по шкале энергий однофононных когерентных максимумов, наблюдаемых на экспериментальных кривых. При этом пользуются лишь условиями сохранения энергии и импульса, выполняющимися в однофононном когерентном рассеянии (для процесса с уничтожением фонона:  $\kappa = q + 2\pi\tau$ ;  $(\hbar^2/2m)(k^2 - k_0^2) = \hbar\omega_s(q)$ ).

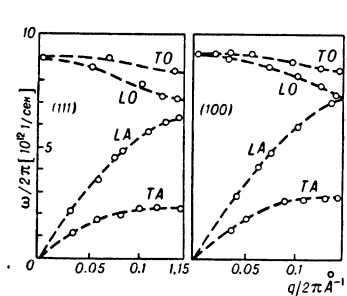


Рис. 3. Кривые дисперсии монокристалла Ge для двух направлений в плоскости (110) обратной решетки: LA — продольная акустич. ветвь; LO — продольная оптич. ветвь; TA — поперечная акустич. ветвь; TO — поперечная оптич. ветвь.

Эксперимент позволяет определить кривые дисперсии для различных направлений ( $q/q$ ). Такие измерения проводились на монокристаллах Al, Pb, Ge, Si, Fe, Cu, Mg, NaCl и др. На рис. 3 приведены кривые дисперсии, снятые для двух направлений ( $110$ ) обратной решетки Ge. Полученные кривые отвечают четырем поляризациям: двум акустическим и двум оптическим [15]. Измерения остальных перечисленных выше характеристик динамики решетки находятся в начальной стадии. Они требуют более тщательной обработки сечения когерентного однофононного рассеяния. Так, для определения векторов поляризации требуется измерять интенсивности когерент-

ных максимумов, а для определения времени жизни и пробега фононов надо измерять уширение этих максимумов. Уширение однофононного максимума (если оно не вызвано аппаратными эффектами) означает неопределенность в энергии фонона и через соотношение неопределенностей оно может быть связано со временем жизни фонона. Время жизни фононов определялось в экспериментах на монокристаллах Al и Pb. На рис. 4 приводится кривая температурной зависимости этого времени для Al [16]. Вопрос о возможности получения из нейтронного рассеяния прямой информации о динамике кристаллов произвольной симметрии и с произвольным числом атомов в ячейке исследовался в работе [11].

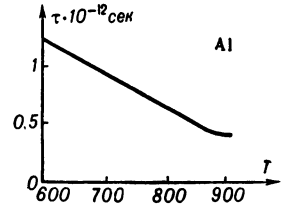


Рис. 4. Зависимость времени жизни фонона от темп-ры для Al.

Прямое экспериментальное определение динамики характеристик кристалла с помощью неупругого Р. н. важно в двух отношениях. С одной стороны, измеренные характеристики позволяют рассчитать для конкретных кристаллов различные макрохарактеристики; напр., по ф-ции  $g(\omega)$  можно вычислять термодинамич. ф-ции решетки. С другой стороны, на основе измерения характеристик решетки можно углублять представления о картине межатомных взаимодействий в различных кристаллах. Моделируя данную решетку и вычисляя для этой модели динамич. характеристики, можно в результате сопоставления с экспериментальными данными делать заключения относительно выбранной модели.

При рассеянии тепловых и холодных нейтронов жидкостями возникает трудность, связанная с интерпретацией полученных данных, что обусловлено отсутствием удовлетворит. теории жидкого состояния. Атомные движения в жидкости носят сложный характер (см. Жидкости). Они могут быть условно разбиты на две группы: коротковременные движения (характерное время меньше  $10^{-13}$  сек) и длинновременные (с временем много больше  $10^{-13}$  сек). К 1-й группе относятся квантованные движения: внутримолекулярные колебания, заторможенные вращения, заторможенные трансляции (аналог акустич. колебаний кристалла); ко 2-й группе относятся неквантованные диффузионные движения. 1-я группа движений проявляется в неупругом Р. н., причем чем больше передача энергии, тем [в соответствии с (9)] более коротковременные движения будут существенно отражаться на сечении рассеяния. Длинновременные диффузионные движения обуславливают весьма малые передачи энергии, к-рые приводят к некоторому уширению падающего пучка нейтронов (к т. н. квазиупругому рассеянию). Специфика жидкого состояния должна отражаться в основном на квазиупругом рассеянии.

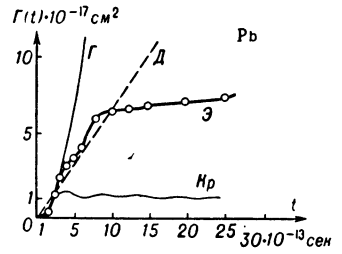


Рис. 5. Ф-ции  $\Gamma(t)$  жидкого Pb для различных моделей: Э — эксперимент; Г — идеальный газ; Кр — гармонич. кристалл; Д — диффузия.

Произведя дважды преобразование Фурье экспериментальных сечений, получим в соответствии с (9) коррелятивные ф-ции. Сравнивая эти ф-ции с ф-циями, построенными для разных динамич. моделей, можно делать заключения о характере атомных движений

в жидкости-рассеивателе. Такое сравнение дано на рис. 5. Оно проводится в терминах ф-ции  $\Gamma(t)$  [см. (10)]. Ф-ция  $\Gamma(t)$ , полученная из данных по Р. н. жидким Рв вблизи точки плавления [17], сравнивается с ф-циями  $\Gamma(t)$  для моделей газа, кристалла и диффузии. Сравнение показывает, что при временах  $\sim 10^{-12}$  сек нет хорошего соответствия ни с одной из приведенных моделей; динамика жидкости не описывается простым диффузионным движением, но скорее похожа на движение атомов в кристалле. Для выявления дальнейших сведений надо рассматривать поведение  $\Gamma(t)$  при более далеких временах, что требует более тщательного измерения квазиупругого рассеяния. В последнее время проводятся интенсивные исследования динамики воды с помощью Р. н. [18, 19, 20, 21]. Эти исследования подтверждают квазикристаллич. характер движения молекул воды и позволяют делать заключения о различных моделях воды.

С помощью рассеяния холодных нейтронов был снят спектр элементарных возбуждений в квантовой жидкости — жидком гелии II [22]. Этот спектр был получен из рассмотрения одноквантового Р. н. с применением законов сохранения энергии и импульса. Экспериментальные результаты прекрасно подтверждают энергетич. спектр, предсказанный Л. Д. Ландау (см. Гелий).

Лит.: 1) А х и е в е р А., П о м е р а н ч у к И., Некоторые вопросы теории ядра, М.—Л., 1950; 2) A p a l d i E., Fermi E., «Ricerca scient.», 1936, t. 1, № 1—2, p. 56; 3) C a s s e l s J. M., «Progr. Nucl. Phys.», 1950, v. 1, p. 185; 4) K o t h a r i L. S., Singwi K. S., «Solid State Phys.», 1959, v. 8, p. 109; 5) Z e m a c h A. C., Glauber R. J., «Phys. Rev.», 1956, v. 101, № 1, p. 118; 6) S j ö l a n d e r A., «Arkiv fys.», 1958, v. 14, № 4, p. 315; 7) P l a c z e k G., Van Hove L., «Phys. Rev.», 1954, v. 93, № 6, p. 1207; 8) Т а р а с о в Л. В., «ФТТ», 1961, т. 3, № 5, с. 1431; 9) Van Hove L., «Phys. Rev.», 1954, v. 95, № 1, p. 249; 10) Vineyard G. H., там же, 1958, v. 110, № 5, p. 999; 11) Каган Ю., «ЖЭТФ», 1962, т. 42, вып. 5, с. 1375; 12) Bergsma J., Goedkoop J. A., в кн.: Inelastic scattering of neutron in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Vienna, 11—14 oct., 1960, Vienna, 1961, p. 501; 13) Egelstaff P. A., Cocking S. J., Alexander T. K., там же, p. 165; 14) Землянов М. Г., Черноплеков Н. А., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of a symposium, Chalk River, 10—14 sept., 1962, v. 1, Vienna, 1963, p. 297; 15) Brockhouse B. N., Iyengar P. K., «Phys. Rev.», 1958, v. 111, № 3, p. 747; 16) Larsson K. E., Dahlborg U., Holmgyd S., «Arkiv fys.», 1960, v. 17, № 3/4, p. 369; 17) Brockhouse B. N., Pope N. K., «Phys. Rev. Letters», 1959, v. 3, № 6, p. 259; 18) Hughes D. J. fa. o.l., «Phys. Rev.», 1960, v. 119, № 3, p. 872; 19) Sakamoto M. [a. o.l.], «J. Phys. Soc. Japan», 1962, v. 17, p. 370; 20) Larsson K. E., Dahlborg U., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of a symposium, Chalk River, 10—14 sept., 1962, v. 1, Vienna, 1963, p. 317; 21) Kottwitz D. A., Leonard V. K., там же, p. 359; 22) Palevsky H., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Vienna, 11—14 oct., 1960, Vienna, 1961, p. 265; 23) Турчи в. Ф., Медленные нейтроны, М., 1963. Л. В. Тарасов.

Методика измерений неупругого Р. н. Пучок монохроматич. нейтронов направляется на образец исследуемого вещества, и измеряется угловое и энергетич. распределение неупруго рассеянных нейтронов. Применяют различные комбинации способов монохроматизации падающих и анализа рассеянных нейтронов (см. табл.).

1) Энергетич. спектр рассеянных нейтронов исследуется одновременно под неск. углами при расположении прерывателя между фильтром и образцом или же под фиксированным (но переменным) углом, когда прерыватель располагается после образца. Схема установки с фиксированным углом приведена на рис. 6 [4]. Этот метод обладает наибольшей светосилой по сравнению с др. методами и может применяться на реакторах с потоком тепловых нейтронов  $10^{12} - 10^{13}$  н/см<sup>2</sup>сек. Недостатки метода: большое размытие первичной линии ( $\Delta E/E \sim 40-50\%$ ) и узкий диапазон измерения энергии падающих нейтронов  $(1-5) \times 10^{-3}$  эв. Размытие первичной линии можно умень-

Монохроматизация падающих нейтронов	Анализ рассеянных нейтронов	Литература
1) Поликристаллич. нейтронный фильтр	Механич. прерыватель; техника времени пролета	[2, 3]
2) Кристаллич. монохроматор	Кристаллич. спектрометр	[4, 5]
3) Монохроматор с вращающимся кристаллом	Техника времени пролета	[4, 6]
4) Кристаллич. монохроматор	Поликристаллич. фильтр	[7]
5) Многоотортный механич. прерыватель	Техника времени пролета	[8, 9, 10]
6) Импульсный источник нейтронов и поликристаллич. фильтр или механич. прерыватель	Техника времени пролета	[11, 12, 13]

шить методом разностных фильтров. В этом методе спектр неупруго рассеянных нейтронов измеряют для

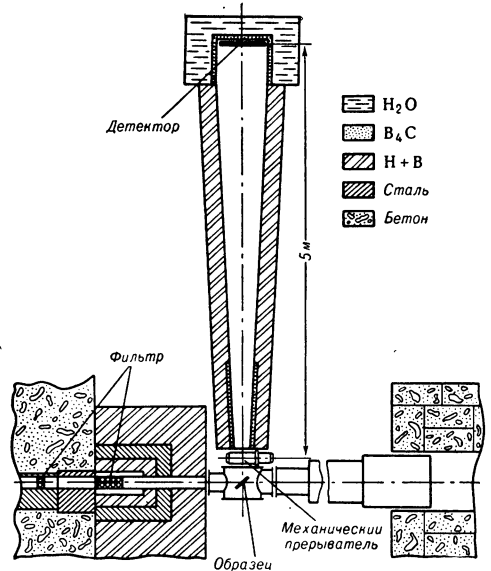


Рис. 6. Схема установки с фиксированным углом для исследования энергетич. спектра нейтронов.

двух фильтров с разными значениями  $\lambda_{гр}$  и определяют разность полученных результатов, к-рая представляет эффект Р. н. с длинами волн в интервале между двумя  $\lambda_{гр}$ .

2) Прибор такого типа наз. трехосным кристаллич. спектрометром (рис. 7) [6]. Он позволяет ши-

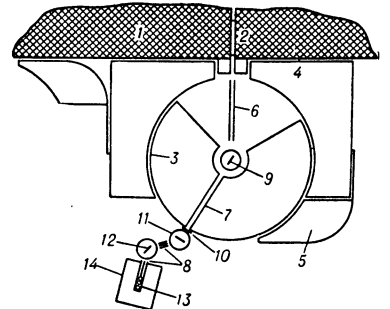


Рис. 7. Трехосный кристаллич. спектрометр: 1 — защита реактора; 2 — заслонка; 3 — вращающийся экран; 4 — неподвижная защита; 5 — движущаяся защита; 6, 7, 8 — коллиматоры; 9 — кристалл-монохроматор; 10 — монитор; 11 — рассеиватель; 12 — кристалл-анализатор; 13 — VФ<sub>2</sub>-детектор; 14 — защита.

роко изменять энергию падающих нейтронов, углы падения и рассеяния и обладает более высоким разрешением ( $\sim 1\%$ ) по сравнению с др. приборами. Недостат-



ки: малая светосила, примесь в монохроматич. пучке нейтронов высших порядков отражения, невозможность одновременного измерения под неск. углами рассеяния. Используется на реакторах с потоком тепловых нейтронов  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup>сек. Для удаления высших порядков и ослабления потока быстрых нейтронов и  $\gamma$ -лучей в падающем пучке применяют кристаллич. фильтры.

3) Измерение проводят под одним или одновременно под неск. углами (рис. 8) [7]. Спектрометр [5] можно применять также для одновременного выделения

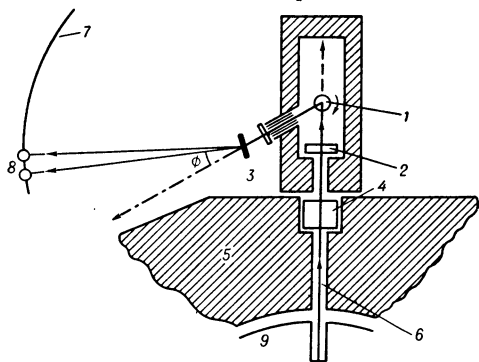


Рис. 8. Схема вращающегося кристаллич. спектрометра, установленного на реакторе NRU: 1 — вращающийся кристалл; 2 — тонкий монитор; 3 — фиксированный образец; 4 — холодный фильтр (Ве или кварц); 5 — защита; 6 — коллиматор; 7 — трек радиусом 3,3 м; 8 — экранированные счетчики ВФз; 9 — реактор.

неск. групп монохроматич. нейтронов различной энергии. Применение прибора затруднено примесью в дифрагированном пучке нейтронов высших порядков отражения и большим фоном, обусловленным рассеянием нейтронов прямого пучка кристаллом у его держателя. Поэтому спектрометр с вращающимся кристаллом применяют в сочетании с кристаллич. фильтрами.

4) Монохроматич. пучок нейтронов переменной энергии падает на образец и рассеивается. Регистрируются рассеянные нейтроны, предварительно фильтрованные поликристаллич. фильтром (рис. 9) [8].

Детектируются только те нейтроны, изменение энергии к-рых при рассеянии оказывается больше разности между энергией падающих нейтронов

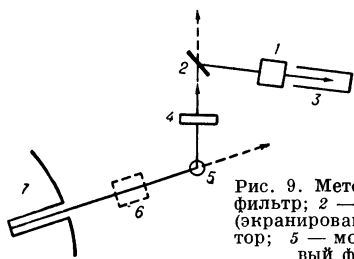


Рис. 9. Метод Ве-детектора: 1 — Ве-фильтр; 2 — образец; 3 — счетчик ВФз (экранированный); 4 — тонкий монитор; 5 — монохроматор; 6 — кварцевый фильтр; 7 — реактор.

и граничной энергией применяемого фильтра. Этот метод наз. методом обращенного фильтра или методом Ве-детектора (поскольку практически применяются только Ве-фильтры). Метод обладает постоянной и высокой эффективностью регистрации анализирующей системы, малым фоном быстрых нейтронов; работа анализирующей системы практически не затруднена высшими порядками отражения в падающем пучке.

5) Система строго сфазированных между собой механич. прерывателей создает пульсирующий монохроматич. пучок [9]. Применяют двух-, трех- и четырехроторные системы. Многороторные системы обладают большой светосилой, позволяют выделить узкую монохроматич. линию падающих нейтронов, изменить

в широком диапазоне их энергию, сильно снизить фон быстрых нейтронов в падающем пучке, исследовать энергетич. распределения сразу под неск. углами рассеяния. Применение многороторных систем затруднено необходимостью точного взаимного фазирования всех роторов.

6) В случае импульсных источников анализ рассеянных нейтронов проводится по времени пролета, а монохроматизация — одним из рассмотренных выше способов. Распространены системы с поликристаллич. фильтром [12] и механич. прерывателем, сфазированным с импульсом источника (рис. 10) [13]. В случае поликристаллич. фильтра образуется монохроматич. пульсирующий пучок холодных нейтронов; для увеличения потока замедлитель источника и фильтр охлаждают (на реакторе ИБР, напр., охлаждение до темп-ры жидкого азота увеличивает поток в 10 раз). По сравнению с аналогичной установкой на реакторе с потоком  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup>сек при той же интенсивности рас-

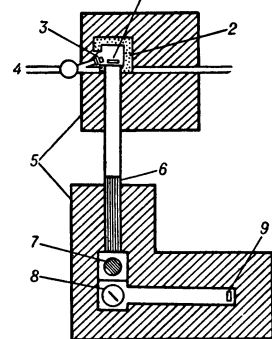


Рис. 10. Схема эксперимента для измерения неупругого рассеяния нейтронов с помощью линейного электронного ускорителя: 1 — замедлитель; 2 — свинец; 3 — электронно-нейтронный конвертор; 4 — электронный пучок; 5 — борсодержащий парафин; 6 — коллиматор; 7 — нейтронный селектор; 8 — рассеивающий образец; 9 — счетчики ВФз.

сеянных нейтронов установка с импульсным реактором обладает в неск. раз лучшим разрешением. Вследствие меньшего среднего потока нейтронов уровень активации меньше, чем для реактора непрерывного действия, поэтому и возможно применить криогенную технику при получении холодных нейтронов. Недостаток описанного метода — большая ширина линии падающих нейтронов [14].

При исследовании дисперсионных соотношений для фононов и магнонов, их времени жизни и т. д. (т. е. для исследований, где требуется высокое разрешение) применяют трехосные кристаллич. спектрометры. Когда более важна интенсивность, нежели разрешение (напр., для исследования жидкостей и газов), применяют многороторные системы. В опытах с постоянной передачей импульса или постоянной передачей энергии [5], т. е. когда необходимо одновременное изменение многих параметров, применяют трехосный спектрометр и многороторные системы. Для исследования фононных спектров и диффузионного движения молекул жидкостей применяют метод прямого фильтра, т. к. в этом случае менее существенно влияние размытия первичной линии на разрешение. Изучение высокоэнергетич. переходов проводится методом обратного фильтра. Пульсирующий кристаллич. спектрометр применяют для исследования низкочастотной части дисперсионных соотношений для фононов и магнонов.

Лит.: 1) Юз Д., Нейтронные исследования на ядерных котлах, пер. с англ., М., 1954, с. 372; 2) Palevsky H., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Vienna, 11—14 oct., 1960, Vienna, 1961, p. 265; 3) Землянов М. Г., Черноплёков Н. А., «ПТЭ», 1962, № 5, с. 40; 4) Brockhouse B. N., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Vienna, 11—14 oct., 1960, Vienna, 1961, p. 113; 5) Kottwitz D. A., Leonard B. R., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of a symposium, Chalk River, 10—14 sept., 1962, v. 1, Vienna, 1963, p. 359; 6) O'Connor D., в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Vienna, 11—14 oct., 1960, Vienna, 1961, p. 159; 7) Woods A. D. B., Brockhouse B. N., Sakamoto M., Sinclair R. N., там же, p. 487; 8) Brug-

ger R. M., Evans J. E., там же, р. 277; 9) Dyer R. F., Low G. G. E., там же, р. 179; 10) Egelstaff P. A., Cocking S. J., Alexander T. K., там же, р. 165; 11) Голик В. В. [и др.], в кн.: Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Proceedings of the symposium, Chalk River, 10—14 sept., 1962, v. 1, Vienna, 1963, p. 119; 12) Whittemore W. L., Danner H. R., там же, р. 273; 13) Бондаренко И. И. [и др.], там же, р. 127.

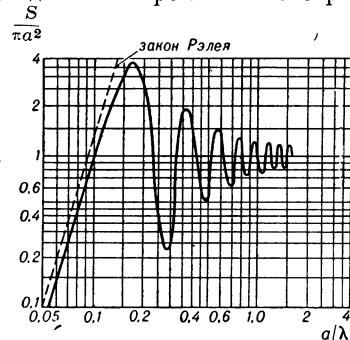
М. Г. Землянов.

**РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН** а) — регулярное возмущение поля радиоволн, вызванное наличием стационарной неоднородности среды (изменением диэлектрич.  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей и проводимости  $\sigma$ , приводящее к дифракции и отражению радиоволн); б) — хаотич. изменение направления распространения, амплитуды, частоты или поляризации радиоволн, обусловленное наличием в среде флуктуационных неоднородностей.

В случае а) решение задачи о Р. р., особенно существенное для радиолокации, состоит в нахождении стационарного распределения поля радиоволны и определении возмущения, вносимого рассеивающими объектами (ищется решение волнового уравнения, удовлетворяющее граничным условиям на рассеивателе и условию на бесконечности). Точные решения получены лишь для шара и вытянутого сфероида. Для цилиндра, плоской пластины, диска и тел более сложной формы существуют лишь приближенные методы расчета.

Количественно Р. р. характеризуется эффективной отражающей поверхностью  $S$  — отношением полного потока рассеянного излучения к плотности падающего потока первичного излучения;  $S$  имеет размерность площади. Напряженность электрич. поля рассеянной волны на расст.  $r$  от рассеивателя:  $E_r = aE_s/r$ , где  $a = \sqrt{S/4\pi}$  (коэфф. рассеяния) имеет размерность длины,  $E_s$  — напряженность поля падающей волны вблизи рассеивателя. Экспериментально  $S$  определяется масштабным моделированием и относится измерениями (исследуемый рассеиватель сравнивается с эталоном). Величина  $S$  зависит от свойств ( $\epsilon, \mu, \sigma$ ) и формы поверхности рассеивателя, направления первичного излучения, а также от отношения характерных размеров рассеивателя  $D$  к длине волны  $\lambda$  (см. табл.).

В случае проводящего шара при  $a \ll \lambda$  имеет место Рэлея закон (см. *Рассеяние света*):  $S = 1,403 \cdot 10^4 \times (a/\lambda)^4 \lambda^2$ ; зависимость  $S$  от  $a/\lambda$  показана на рисунке. В радиолокации рассеивателями являются движущиеся объекты (самолеты, ракеты, автомашины и т. п.), а также неподвижные протяженные образования: гидрометеоры (облака, дождевые фронты), неоднородные слои тропосферы и ионосферы, земная поверхность, покрытая растительностью, поверхность моря, наземные и надводные сооружения и т. п.



Флуктуационное Р. р. имеет место при распространении радиоволн над земной поверхностью. В тропосфере Р. р. происходит на флуктуациях  $\epsilon$ , вызванных, напр., турбулентностью. Турбулентные пульсации скорости, вызывая флуктуации давления, температуры и влажности, приводят к флуктуациям плотности и, следовательно,  $\epsilon$ . Величина  $\Delta\epsilon/\epsilon$  в тропосфере незначительна ( $10^{-5} - 10^{-6}$ ), но существенна для радиосвязи на метровых и сантиметровых волнах (при работе с мощными передатчиками, направленными антеннами и чувствит. приемниками) далеко за горизонт. Р. р. в ионосфере, вызванное флуктуациями электронной концентрации, позволяет осуществить радиосвязь на УКВ на расстояния 1000—2000 км [8]. Р. р. на ионизованных метеорных следах (метеорные вспышки) позволяет осуществлять прерывистую радиосвязь (в моменты «вспышек») на расстояние более тыс. км (в диапазоне 30—50 Мгц). На распространение радиоволн также существенно влияет Р. р. от шероховатостей земной поверхности.

Лит.: 1) Страттон Дж., Теория электромагнетизма, пер. [с англ.], М., 1948; 2) Менцер Дж. Р., Дифракция и рассеяние радиоволн, пер. с англ., М., 1958; 3) Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; 4) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные

Эффективные отражающие поверхности для проводящих рассеивателей при  $D \gg \lambda$ .

Рассеиватель	Направление распространения падающей волны	$S$	Обозначения
Шар			
Бесконечный конус	с вершины	$\pi a^2$ $(\lambda^2/16\pi) \operatorname{tg}^4 \theta$	$a$ — радиус $\theta < 90^\circ$ — угол между образующей конуса и продолжением его оси
Диск	под углом $\theta$ к нормали	$\frac{4\pi s^2}{\lambda^2} \left[ 2 \frac{I_1(2ka \sin \theta)}{2ka \sin \theta} \right]^2 \cos^2 \theta$	$a$ — радиус; $I_1$ — функция Бесселя 1-го порядка; $k = 2\pi/\lambda$ ; $s$ — площадь диска
Плоская прямоугольная пластина	под углами: к нормали $\theta$ , к стороне $\varphi$  нормально к плоскости	$\frac{4\pi s^2}{\lambda^2} \left[ \frac{\sin(ka \sin \theta \cos \varphi)}{\sin \theta \cos \varphi} \times \frac{\sin(kb \sin \theta \sin \varphi)}{kb \sin \theta \sin \varphi} \right]^2 \cos^2 \theta$  $4\pi s^2/\lambda^2$	$a$ и $b$ — стороны; $s$ — площадь; $a \gg \lambda$
Круговой цилиндр	под углом $\theta$ к оси	$\frac{2\pi a l^2}{\lambda} \left[ \frac{\sin(hl \cos \theta)}{hl \cos \theta} \right]^2 \sin^2 \theta$	$l$ — длина; $a$ — радиус
Тонкий полуволновой вибратор	параллельно оси	$(0,86 - 0,88) \lambda^2$	
Множество вибраторов различной ориентации	—	среднее $S \approx 0,15 \lambda^2$	
Отражатель уголкового с треугольными гранями	соответствует максимуму диаграммы направленности обратного рассеянного излучения	$4\pi a^4/3\lambda^2$	$a$ — длина ребра
с квадратными гранями	то же	$12\pi a^4/\lambda^2$	$a$ — длина ребра

волны, М., 1957; 5) Кинг Р., Утай-цзунь, Рассеяние и дифракция электромагнитных волн, пер. с англ., М., 1962; 6) Радиолокационная техника, пер. с англ., т. 1, М., 1949; 7) Татарский В., Голицын Г., О рассеянии электромагнитных волн турбулентными неоднородностями тропосферы, «Тр. Ин-та физики атмосферы», 1962, № 4, с. 147—201; 8) «Гос. ИРБ», 1955, в. 43, № 10 (выпуск, посвященный тропосферному и ионосферному рассеянию радиоволн); 9) Метеорная радиосвязь на ультракоротких волнах. Сб. (Переводных) статей, М., 1961; 10) Радиоокеанографические исследования морского волнения. Сб. статей, Киев, 1962; 11) Распространение ультракоротких радиоволн, пер. с англ., под ред. Б. А. Шиллерова, М., 1954; 12) Долоуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960 (а также лит. при ст. *Распространение радиоволн, Радиолокация*).

В. А. Красильников, Н. В. Осипов.

**РАССЕЯНИЕ СВЕТА** — преобразование света веществом, сопровождающееся изменением направления его распространения и проявляющееся как свечение вещества (т. н. несобственное свечение, напр. свечение планет). Явление Р. с. весьма многообразно и играет важную роль в обиходной жизни, в технике и как мощное средство исследования строения вещества (строения молекул, жидкого состояния и т. п.), а также промышленного контроля. Р. с. родственное фотолуминесценции, от которой отличается отсутствием промежуточных квантовых переходов в веществе, т. е. с точки зрения классической теории тем, что свечение вещества возникает в результате возбуждения светом вынужденных (а не собственных) колебаний заряда, диполей и мультиполей. Экспериментальным критерием для различия Р. с. от фотолуминесценции может служить зависимость (для Р. с.) или независимость (для луминесценции) спектра вторичного свечения от спектрального состава возбуждающего света, а также критерий Вавилова, согласно которому фотолуминесценция отличается от Р. с. более длительным послесвечением.

Различают упругое Р. с., происходящее без преобразования частоты (т. е. без энергетич. обмена между светом и веществом), и неупругое Р. с., сопровождаемое изменением частоты света. При упругом Р. с. сохраняются строгие фазовые соотношения между облучающей и рассеянной световыми волнами (когерентное Р. с.), тогда как при неупругом Р. с. происходят случайные сдвиги фазы рассеянной световой волны (некогерентное Р. с.). Р. с. сопровождается обменом импульсом и моментом импульса между светом и веществом, в результате чего вещество испытывает давление света (это играет большую роль в физике звезд и космич. пространства), а при известных условиях и действие вращательного момента.

Количественными характеристиками способности вещества рассеивать свет служат: 1) четырехрядная действительная матрица рассеяния (энергетическая)  $D$ , связывающая Стокса параметры (т. е. определенные ф-ции интенсивности) рассеянного и облучающего световых пучков, или двухрядная комплексная (амплитудная)  $\mu$ , связывающая напряженности их электр. полей; 2) поперечное сечение Р. с. частиц (или коэфф. Р. с. единицы объема или массы рассеивающей среды)  $\sigma$ , характеризующее долю мощности светового пучка, уносимую рассеянным светом; 3) поперечное сечение (или коэффициент) экстинкции  $k$ , характеризующий ослабление облучающего частицу светового пучка за счет как рассеяния, так и поглощения света веществом. (Подробнее см. *Оптика дисперсных систем*).

Характер акта Р. с. зависит от поляризации света, облучающего вещество, поэтому все названные величины — матричные. При изотропии вещества  $\sigma$  и  $k$  вырождаются в скаляры, а матрица  $D$  принимает вид  $D = (\sigma/4\pi)f(\varphi)$ , где  $\varphi$  — угол рассеяния и  $f(\varphi)$  — т. н. нормированная матрица Р. с. Вид матриц  $\sigma$ ,  $k$ ,  $\mu$  и  $D$  (или  $f$ ), характер их зависимости от частоты света и зависимости  $\mu$  и  $D$  (или  $f$ ) от направления, в к-ром рассеивается свет (см. *Индикатриса рассея-*

*ния*), определяются свойствами вещества и служат основным предметом исследования, в частности как источник информации о строении вещества.

В зависимости от состояния вещества Р. с. проявляется различным образом: Р. с. изолированными частицами вещества происходит иначе, чем Р. с. средой.

**Рассеяние света изолированными частицами.** Рассеяние света свободными электронами (*Комптона явление*), описываемое Клейна — Нишины формулой, вообще говоря, является неупругим. В оптич. диапазоне частот обменом энергией между фотоном и электроном можно пренебречь, поэтому для Р. с. неполяризованными электронами  $\sigma = (8\pi/3)(e^2/mc^2)^2$  (томсоновское рассеяние), где  $e$  — заряд электрона,  $m$  — его масса и  $c$  — скорость света в вакууме (т. е.  $\sigma$  не зависит от частоты света), и

$$f(\varphi) = \frac{3}{4} \begin{pmatrix} 1 + \cos^2 \varphi & -\sin^2 \varphi & 0 & 0 \\ -\sin^2 \varphi & 1 + \cos^2 \varphi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot (1)$$

Р. с. свободными электронами играет большую роль в физике звездных атмосфер и космоса. В частности, оно ответственно за явление солнечной короны.

Рассеяние света электрически диполем. Переменное электрич. поле световой волны возбуждает в облучаемом ею электрич. диполе с *поляризуемостью*  $\alpha$  вынужденные колебания, вследствие чего диполь становится источником собственного излучения, круговая частота  $\omega$  к-рого совпадает с частотой облучающего диполь света. Расчет на основе классич. теории для установившегося режима вынужденных колебаний приводит к выражению

$$\sigma = (8\pi/3) |\alpha|^2 (\omega/c)^4, \quad (2)$$

причем для упруго связанного электрона

$$\alpha = (e^2/m)(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega), \quad (3)$$

где  $\omega_0$  — частота собственных колебаний электрона,  $\gamma$  — декремент затухания; т. о.,  $\sigma$  сильно зависит от  $\omega$ . При  $\omega$ , значительно отличающемся от  $\omega_0$ , зависимость  $\alpha$  от  $\omega$  можно пренебречь и  $\sigma \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4$ , где  $\lambda$  — длина световой волны, т. е.  $\sigma$  быстро растет с уменьшением  $\lambda$ .

Амплитудная матрица Р. с. диполем

$$\mu = -\omega^2 \alpha' c^2 \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а соответствующая нормированная энергетич. матрица Р. с.  $f(\varphi)$ , описывающая зависимость яркости  $I$  и поляризации рассеянного света от угла рассеяния,

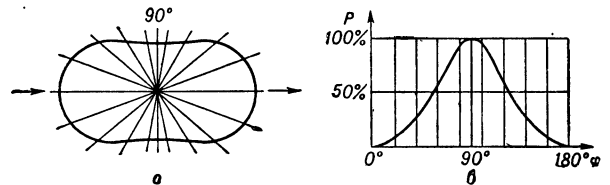


Рис. 1. Зависимость яркости (а) и поляризации (б) рассеянного света от угла рассеяния для диполя или шарообразной частицы с  $r \ll \lambda$  (рэлеевское рассеяние). Падающий свет не поляризован.

не отличается от (1). В частности, когда диполь облучается неполяризованным светом

$$I(\varphi) = I_0 \Omega_0 (\sigma/4\pi) (3/4) (1 + \cos^2 \varphi), \quad (5)$$

где  $I_0$  — яркость облучающего светового пучка,  $\Omega_0$  — его угловой растрор; степень поляризации рассеянного диполем света (рис. 1, а и б)

$$P(\varphi) = \sin^2 \varphi / (1 + \cos^2 \varphi). \quad (6)$$

Ф-лы (2,5 и 6) получены Рэлеем в 1871 г. и носят его имя.

Рассеяние света атомами и молекулами. Квантовомеханич. расчет приводит к ф-лам (1—4) только для гармонич. осциллятора. В случае реальных атомов и молекул ф-ла (3) заменяется на

$$\alpha = (e^2/m) \sum_j f_j / (\omega_j^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega), \quad (7)$$

где  $f_j$  — сила осциллятора; т. е. атом или молекула соответствует совокупности гармонич. осцилляторов с собственными частотами  $\omega_j$ . Ф-ла (4) и вытекающие из нее ф-лы (1, 2, 5 и 6) при этом сохраняются. У анизотропных молекул  $\alpha$  становится тензором и, кроме того, может существовать постоянный дипольный момент, вследствие чего Р. с. зависит от ориентации молекулы, и ф-лы значительно усложняются.

Важным частным случаем Р. с. атомами или молекулами является резонансное Р. с., наступающее при  $\omega$ , близких к  $\omega_0$  (или  $\omega_j$ ), когда существенное значение приобретает зависимость  $\alpha$  от  $\omega$ , что проявляется в резком возрастании  $\sigma$  и появлении длительного (при малых  $\gamma$ ) послесвечения. Оно обусловлено увеличением времени затухания колебаний вблизи резонанса, а также тушением свечения посторонними примесями вследствие увеличения безизлучательного оттока энергии (т. е. увеличения  $\gamma$ ), становящегося заметным при длительном послесвечении. Резонансное Р. с. особенно ярко проявляется в эффектах самообращения спектральных линий, играющих существенную роль в мощных источниках света (лампы высокого давления, звездные атмосферы, спектр Солнца). Оно наблюдается также в высоких слоях атмосферы (напр., свечение атомов Na) и в межпланетном пространстве (свечение космич. водорода).

Наряду с когерентным, т. н. рэлеевским Р. с., имеет место некогерентное комбинационное рассеяние света, в результате к-рого рассеивается свет с частотами, равными  $\omega \pm \omega_{ij}$ , где  $\omega_{ij}$  — частоты, соответствующие переходам молекулы из одного энергетич. состояния в другое. При  $\omega$ , близких к  $\omega_0$  (или  $\omega_j$ ), наблюдается резонансное комбинационное Р. с.

Рассеяние света малыми частицами и вещества (иногда наз. явлением Тиндалля) экспериментально открыто Е. Брюкке (1851 г.). Оно играет важную роль в оптике красок, порошков, эмульсий, коллоидов, атмосферы, моря и др. природных объектов.

Если на пути световой волны помещено препятствие, то происходит дифракция света — изменение направления его распространения; т. о. дифракция — частный случай Р. с., что отчетливо обнаруживается, когда препятствием служит малая по сравнению с длиной волны частица вещества. В этом случае можно считать, что частица находится в однородном электрич. поле волны, индуцирующем в частице переменный дипольный момент. Т. е., независимо от формы частицы, ее можно рассматривать как диполь с поляризуемостью  $\alpha$ . В частности, для однородных шарообразных частиц справедливы ф-лы (1, 2, 4—6), причем  $\alpha = (3/4\pi) [(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)] v$  (где  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость вещества частицы,  $v$  — ее объем);

$$\sigma = (3\omega^4/2\pi c^4) |(\epsilon - 1)| (\epsilon + 2)^2 v \quad (8)$$

(эта ф-ла также получена Рэлеем и носит его имя); поперечное сечение экстинкции  $k = \sigma - 9 (\omega/c) \times \text{Im}(\epsilon/|\epsilon + 2|^2) v$ , т. е. поперечное сечение поглощения ( $k - \sigma$ ) света частицей значительно слабее зависит от  $\omega$  и  $v$ , чем  $\sigma$ . Однако ф-лы Рэля теряют силу, если  $|\epsilon| \gg 1$ ; ибо тогда в частице, помимо электрич. диполя, индуцируется и магнитный, что ведет к вытягиванию индикатрисы рассеяния при малых  $\varphi$  и возрастанию  $\sigma$ . В окрестности  $|\epsilon| = m^2 (\lambda^2/4r^2)$  (где  $m$  — произвольное целое число,  $r$  — радиус ча-

стицы),  $\sigma$  резко возрастает, достигая значения  $\sigma = 6\pi r^2$  (т. н. резонансы Ми), а  $f(\varphi)$  имеет вид (1). Если частица, размеры к-рой малы по сравнению с  $\lambda$ , лишена сферич. симметрии или образована из анизотропного вещества, то  $\alpha$  становится тензором и ф-лы усложняются.

При увеличении  $r/\lambda$  в частице индуцируются не только диполи, но и мультиполи, причем вследствие соблюдения строгих фазовых соотношений между их колебаниями излучаемые ими (т. е. рассеянные) световые волны интерферируют между собой. Это ведет к сильному усложнению картины Р. с. и делает ее крайне чувствительной к изменению отношения  $r/\lambda$  (рис. 2 и 3, освещение неполяризованным светом).

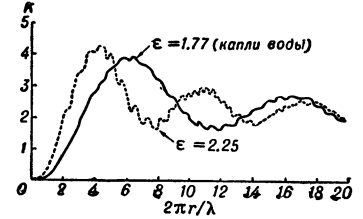


Рис. 2. Зависимость  $K = \sigma/\pi r^2$  от  $2\pi r/\lambda$  для шарообразных частиц с различной диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon$ .

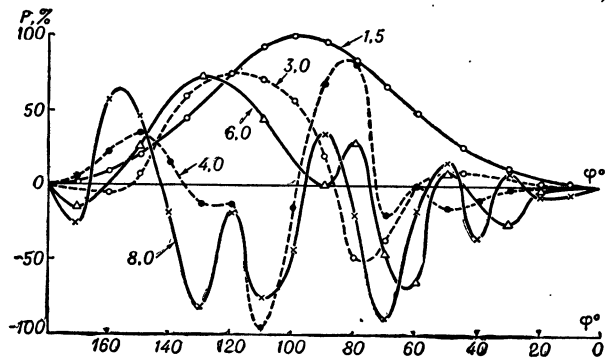


Рис. 3. Поляризация  $P(\varphi)$  света, рассеянного сферич. частицами (каплями воды) при различных значениях  $2\pi r/\lambda$  (цифры у кривых).

Строго теория дифракции для шарообразных частиц произвольного размера, разработанная А. Лявом (1889 г.) и Г. Ми (1908 г.) (см. *Ми теория*), приводит к ф-лам вида

$$\mu = \frac{c}{\omega} \begin{pmatrix} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) & 0 \\ 0 & - \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где  $c_l$  и  $b_l$  выражаются через цилиндрич. ф-ции аргументов  $2\pi r/\lambda$  и  $(2\pi r/\lambda) \sqrt{\epsilon}$ , а  $S_l$  и  $Q_l$  через присоединенные полиномы Лежандра от угла рассеяния  $\varphi$ , соответствующие излучению электрических и магнитных мультиполей различного порядка;

$$D(\varphi) = \begin{pmatrix} d_1 & d_2 & 0 & 0 \\ d_2 & d_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d_3 & d_4 \\ 0 & 0 & -d_4 & d_3 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $d_i$  — действительные ф-ции компонент матрицы  $\mu$ ;

$$\sigma = (2\pi c^2/\omega^2) \sum_{l=0}^{\infty} [L^2(l+1)^2(2l+1)] (|c_l|^2 + |b_l|^2), \quad (11)$$

$$k = (2\pi c^2/\omega^2) \text{Im} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) (-1)^l (c_l + b_l). \quad (12)$$

Расчет по этим ф-лам требует использования быстродействующих вычислительных машин, с большой

памятью. Опубликовано много таблиц для  $\sigma$ ,  $k$ ,  $d_1(\varphi)$  и  $d_2(\varphi)$ , а также коэффициентов  $c_l$  и  $b_l$  в зависимости от  $r$  и оптич. постоянных вещества, образующего частицу, и с их помощью установлено большое количество частных закономерностей.

Особенно изменчиво поведение  $D(\varphi)$ ,  $\sigma$  и  $k$  при  $r \approx \lambda$  (см. рис. 2 и 3). При  $r \geq \lambda$  появляются сравнительно устойчивые характерные особенности Р. с. шарообразными частицами: 1) Концентрация рассеянного света при малых  $\varphi$ , прогрессирующая с ростом  $r/\lambda$  (индикатрисный эффект Ми), что ведет к образованию световых ореолов вокруг источника света, помещенного в рассеивающую среду. 2) Прогрессирующая с ростом  $r/\lambda$  концентрация рассеянного света под нек-рыми определенными углами  $\varphi$ , т. е. образование *глюбрий* и радуг различного порядка. 3) «Отрицательная» поляризация рассеянного света для нек-рых  $\varphi$  (т. е. поворот плоскости поляризации на  $90^\circ$  относительно плоскости поляризации света, рассеиваемого в том же направлении диполем). 4) Стремление коэффициента экстинкции к значению  $k = 2\pi n^2$  при  $r/\lambda \rightarrow \infty$  независимо от свойств вещества частицы. 5) Существенная зависимость излучательной способности частицы и ее спектрального хода от  $r$ . Ряд выводов, вытекающих из теории Ми, был подтвержден экспериментально на моделях в диапазоне сантиметровых волн.

При  $r \gg \lambda$  возможно приближенное рассмотрение Р. с. с точки зрения геометрич. оптики, путем учета последовательных отражений и преломлений лучей на границе частиц и их взаимной интерференции (напр., в теории радуг). Кроме дифракции на однородных шарообразных частицах, теоретически рассмотрены дифракция на сферически симметричных, эллипсоидальных и цилиндрич. частицах. Р. с. частицами неправильной формы практически не изучено.

Возможен и принципиально иной подход к Р. с. частиц: ее можно рассматривать как совокупность образующих ее молекул и свести расчет Р. с. частиц к расчету Р. с. молекулами, но с учетом их взаимного облучения рассеянным светом и интерференции рассеянных ими волн. При этом, т. к. молекулы находятся на малых расстояниях друг от друга, необходимо учитывать также продольную составляющую поля излучения молекулы, к-рая не учтена в ф-лах (1, 4—6, 9, 10), вследствие чего эти ф-лы справедливы только на достаточно больших расстояниях от рассеивающей частицы. В случае частиц с  $|\epsilon - 1| \ll 1$  такая трактовка приводит к достаточно надежным и сравнительно обзорным приближенным ф-лам для  $\sigma$ ,  $k$ ,  $\mu$  и  $D$ . Тот же подход оказывается эффективным при рассмотрении Р. с. парой близко расположенных частиц, а также макромолекулами, к-рые можно трактовать как совокупность распределенных в пространстве диполей. Это дает, напр., возможность объяснить явление оптич. активности (см. *Поляриметрия*) и предложить методы определения размеров и формы макромолекул по явлениям Р. с.

**Рассеяние света средой.** При Р. с. средой, к-рую можно рассматривать как совокупность образующих ее частиц, существенную роль приобретают 2 указанных выше кооперативных эффекта — взаимное облучение частиц рассеянным ими светом и интерференция световых волн, рассеянных различными частицами. Оба эффекта, неразрывно связанные между собой, зависят от взаимного расположения частиц, ибо им определяются фазовые соотношения между световыми волнами, рассеянными различными частицами. Если положения частиц строго фиксированы, то фазовые соотношения неизменны во времени и как внутри, так и во вне среды образуется стационарная, но (вследствие большого числа частиц) быстро переменная в пространстве интерференционная картина,

осредняемая в результате конечных геометрич. размеров источников и приемников света и конечности их угловой апертуры. Вследствие теплового движения частиц и инерционности приемников света эта картина подвергается дальнейшему осреднению во времени. В результате закономерности Р. с. претерпевают столь существенное изменение, что уже нельзя говорить о Р. с. отдельными частицами, а следует рассматривать среду как единую систему, что находит свое выражение в целом ряде явлений.

Рассеяние света частицами среды и дисперсия. Вследствие когерентности Р. с. частицами среды, рассеянные ими волны интерферируют как между собой, так и с облучающей среду волной. При этом, если рассматривать волну, рассеиваемую частицами вперед — в направлении распространения облучающей среды волны, то фазы рассеянных частицами волн не зависят от положения частиц (т. к. для любой частицы сумма расстояний, пройденных волной до и после акта ее рассеяния, одинакова и совпадает с расстоянием, пройденным облучающей среду волной) и отличаются от фазы рассеиваемой волны только на одинаковую для всех частиц данного сорта величину фазового сдвига  $\varphi$ , происходящего в акте рассеяния. Кроме того, рассеивающие частицы поглощают нек-рое количество фотонов определенной поляризации. Поэтому если  $\vec{E} \exp[-i(\omega/c)l]$  — комплексная амплитуда падающей световой волны, а  $N$  — концентрация рассеивающих частиц, то изменение электр. поля волны на элементе ее пути  $dl$  в среде вследствие рассеяния  $dE = -\sqrt{\epsilon} N dl$ , где комплексная матрица дисперсии  $\nu$  (к-рая может быть выражена через компоненты матрицы  $\mu$ ) описывает изменение как фазы, так и действительной амплитуды световой волны, т. е. явление дисперсии (в общем случае двойного лучепреломления) и поглощения (в общем случае *дигроизма*) света в рассеивающей среде. В частности, при  $\nu = i \begin{pmatrix} \psi_1 & 0 \\ 0 & \psi_2 \end{pmatrix}$ , когда световая волна распадается на две альтернативно поляризованных компоненты (напр., с противоположной круговой или взаимно-перпендикулярной линейной поляризацией), комплексные показатели преломления среды для этих компонент  $n_i = \psi_i/\omega$ . Т. о., частотная зависимость показателя преломления среды целиком определяется видом матрицы для образующих ее частиц. Это справедливо не только для молекулярной среды, но и для сред, образованных малыми частицами (напр., коллоидами), чем объясняются, напр., электро- и магнитооптич. явления в коллоидах, а также действие поляридных пленок, частицам к-рых свойственно анизотропное Р. с.

Отражение и преломление света и условие возникновения рассеяния света в среде. Результат интерференции волн, рассеянных частицами среды, существенно изменяется при наличии границы двух сред. В этом случае происходит полное гашение волны, облучающей границу раздела и вместо нее возникают преломленная и отраженная волны, в соответствии с законами Снеллиуса, причём направления, предписываемые этими законами, соответствуют для преломленной волны синфазности рассеянных частицами волн совершенно независимо от положения частиц (вследствие равенства сумм путей до и после акта рассеяния), а для отраженной волны — их синфазности независимо от положения частиц в пределах параллельных границе раздела слоев толщиной  $\sim \lambda/4 \cos i$ , где  $i$  — угол падения. Для молекулярной среды прямые расчеты приводят к ф-лам Френеля, связывающая их непосредственно с видом матрицы  $\mu$ . В частном, зеркальное отражение имеет место для газов в области резонансного Р. с.

Для сред, состоящих из более крупных частиц, размеры к-рых сравнимы или велики по сравнению с  $\lambda$ , ф-лы Френеля существенно видоизменяются (в связи с изменением вида матрицы  $\mu$ ), причем зеркальное отражение наступает только при достаточно больших углах падения (в зависимости от размеров частиц), ибо только в этом случае размеры частиц становятся меньше толщины слоя, в пределах к-рого сохраняется синфазность. В частности, это имеет место при отражении от шероховатых поверхностей.

Поскольку рассеивающие частицы находятся в тепловом движении, можно было бы ожидать доплеровского уширения спектральных линий при явлениях дисперсии, преломления и отражения света. Однако это не имеет места (не считая поперечного доплер-эффекта). Это свидетельствует о том, что среду следует рассматривать как единую систему частиц, представления же о Р. с. на отдельных частицах среды оказываются неприменимыми.

Л. И. Мандельштам (1907 г.) в известной дискуссии с Рэлеем показал, что вследствие интерференции волн, рассеиваемых отдельными частицами, и зависимости фазы рассеянного света от положения частиц в безграничной однородной среде происходит полное гашение рассеянного света во всех направлениях, кроме направления волн, облучающей частицы, для к-рого все частицы рассеивают синфазно. В ограниченной среде такими исключительными направлениями являются направления, определяемые законами Снеллиуса, причем в весьма узких (порядка зоны Френеля) интервалах углов (зависящих от размеров среды) вокруг этих направлений возникает, кроме отраженного и преломленного, рассеянный свет, интенсивность к-рого пропорциональна квадрату концентрации частиц, вследствие когерентности рассеянных волн независимо от положения рассеивающей частицы. За пределами этих интервалов углов гашение рассеянного света тоже оказывается неполным, что соответствует дифракции света на границах среды.

Собственно Р. с. в среде возникает только вследствие нарушения ее однородности в результате термодинамич. флуктуаций (Смолуховский, 1908), флуктуаций динамич. происхождения (напр., турбулентность, конвекция), существование в среде неоднородных включений (напр., свилей) и т. п. При этом, если среднее расстояние между частицами мало по сравнению с  $\lambda$ , среду можно рассматривать как непрерывную и связать Р. с. непосредственно с флуктуациями диэлектрич. проницаемости среды. В противном случае требуется привлечение методов статистич. физики. Возникновение флуктуаций изменяет взаимное облучение частиц, что ведет к изменению амплитуды и фазы рассеиваемого ими света и вместе с тем к изменению дисперсии и ослабления облучающего частицы светового пучка, откуда и черпается энергия рассеиваемого средой света, изменяющаяся при изменении режима флуктуаций.

Молекулярное рассеяние света наблюдается в оптически чистых средах и происходит вследствие оптич. неоднородности, вызываемой флуктуациями плотности, анизотропии, а в растворах и концентрации.

Поляризуемость элемента объема  $dV$  непрерывной среды  $\alpha = [(e-1)/4\pi]dV$ , ее флуктуация  $\Delta\alpha = (\Delta e/4\pi)dV$ , где  $\Delta e = (\partial e/\partial \rho)_{T,c} \Delta \rho + (\partial e/\partial T)_{\rho,c} \Delta T + (\partial e/\partial c)_{\rho,T} \Delta c$ ,  $\rho$  — плотность среды,  $T$  — ее темп-ра,  $c$  — концентрация (например, для растворов);  $\partial e/\partial T$  пренебрежимо мало по сравнению с остальными слагаемыми. Подстановка  $(\alpha + \Delta\alpha)$  в формулы (2) и (4) и осреднение по времени с учетом независимости термодинамич. флуктуаций в соседних объемах, независимости флуктуаций  $\rho$  и  $c$ , а также вытекающих из статистич. рассмотрения соотношений  $(\Delta \rho)^2 \Delta V =$

$= kT\rho^2\beta_T$  и  $(\Delta c)^2 \Delta V = kTc \cdot \partial c/\partial \rho$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $\beta_T$  — изотермич. сжимаемость и  $\rho$  — осмотич. давление, дает (Эйнштейн, 1910 г.):  $\mu = 0$ ,  $\sigma = \sigma_\rho + \sigma_c$ ,

$$\sigma_\rho = (\omega^4/6\pi c^4) kT (\rho \cdot \partial e/\partial \rho)_{T,c} \beta_T, \quad (13)$$

$$\sigma_c = (\omega^4/6\pi c^4) kT (c \cdot \partial e/\partial c)_{\rho,T} (1/c) (\partial c/\partial \rho), \quad (14)$$

причем ф-ла (1) сохраняется без изменения. Вследствие независимости флуктуаций в различных элементах объема, свет, рассеянный ими, некогерентен.

Если молекулы анизотропны, то следует учесть также флуктуации анизотропии (Ж. Кабана, 1924 г.), обуславливающие частичную деполаризацию рассеянного света вследствие того, что индуцированные диполи перестают быть параллельными возбуждающему их полю. Расчет приводит для газов к появлению у  $\sigma_\rho$  добавочного множителя  $1/3[(4+3d)/(12-d)]$ , где  $d = 4\Delta/(1-\Delta)$ ,  $\Delta$  — деполаризация рассеянного света (при  $\varphi = 90^\circ$  и облучении среды линейно поляризованным светом с электр. вектором, перпендикулярным к плоскости рассеяния), зависящая от строения молекул и тесно связанная с электр. оптич. постоянными веществами; в частности, для воздуха  $d \approx 0,06$ . Матрица Р. с. имеет вид:

$$f(\varphi) = \frac{3}{4+3d} \begin{pmatrix} 1+\cos^2\varphi+d & -\sin^2\varphi & 0 & 0 \\ -\sin^2\varphi & 1+\cos^2\varphi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\varphi \end{pmatrix} \quad (15)$$

Для жидкостей, у к-рых существует ближний ориентац. порядок, учет флуктуаций анизотропии много сложнее и пока не привел к надежным результатам. При помещении среды во внешнее силовое поле, а также при Р. с. кристаллами происходит дальнейшее изменение матрицы (15), соответствующее анизотропии рассеивающей среды в целом и выражающееся в появлении новых ненулевых компонент.

Для газов, используя ур-ние состояния при вычислении  $\beta_T$  и Лоренц — Лоренца формулу, из (13) с учетом поправки Кабана получаем

$$\sigma = \frac{8\pi^3(n^2-1)^2}{N\lambda^4} \cdot \frac{4+3d}{12-d}, \quad (16)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $N$  — число Авогадро. Т. к.  $(n^2-1)^2 \sim N^2$ , то  $\sigma \sim N$  или  $\rho$  — плотности газа. Сильная зависимость  $\sigma$  от  $\lambda$  (табл.) служит причиной синего цвета дневного неба и др. атмосферно-оптич. явлений, напр. смены окраски неба во время зари.

Поперечное сечение рассеяния  $\sigma$  ( $m^{-1}$ ) воздуха при норм. условиях для света различных длин волн  $\lambda$  ( $\mu$ ).

$\lambda$	0,3	0,4	0,5	0,7	0,9	1,2
$\sigma$	152	45	18	4,6	1,7	0,5

Для жидкостей вычисление величины  $\partial e/\partial \rho$  из ф-лы Лоренц — Лоренца или аналогичных не приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом, поэтому ее необходимо определять экспериментально. При этом в ф-ле (13) следует использовать не статические, а динамич. значения  $\rho \cdot \partial e/\partial \rho$  и  $\beta_T$ , измеряемые на гиперзвуковых частотах.

Вблизи критич. точки системы жидкость — газ или критич. точки смешения жидкостей, а также вблизи точки фазового перехода 2-го рода флуктуации резко возрастают, что ведет к сильному возрастанию коэфф. рассеяния  $\sigma$ . Это явление, наз. к р и т и ч е с к о й о п а л е с ц е н ц и е й, уже не описывается ф-лами (13) и (14), ибо статистич. независимость



флуктуаций в соседних объемах нарушается. Кроме того, поскольку радиус корреляции флуктуаций оказывается сравнимым с длиной световой волны, изменяется и угловая зависимость интенсивности рассеянного света (Орнштейн и Зернике, 1918). Экспериментальное исследование критической опалесценции осложняется явлениями многократного рассеяния. Р. с. происходит также на границах раздела двух сред (Мандельштам, 1913 г.) вследствие флуктуационной шероховатости поверхности. См. также *Критическое состояние*.

Ультразвуковая и гиперзвуковая волны, распространяющиеся в сплошной среде, создают в ней периодическую, перемещающуюся со скоростью волны структуру, на к-рой возникает отражение (рассеяние) света, причем, вследствие эффекта Доплера, происходит изменение частоты световой волны на

$$\pm \Delta\omega = \pm 2n(u/c)\omega_0 \sin(\varphi/2), \quad (17)$$

где  $u$  — скорость звука. Т. о., при Р. с. на ультразвуковой волне происходит модуляция рассеянного света с частотой ультразвуковой волны. См. *Мандельштама — Бриллюэна явление*. Р. с. ультразвуком используется для измерения скорости звука, определяющейся упругими свойствами среды.

В сплошной среде флуктуации плотности складываются из 2 независимых компонент — адиабатической (флуктуации давления) и изобарической (флуктуации энтропии). Адиабатич. флуктуации распространяются в среде со скоростью звука в виде волн сжатия и разряжения (гиперзвук). Свет, рассеянный на таких флуктуациях, представляет собой дублет (т. н. дублет Мандельштама — Бриллюэна), компоненты к-рого смещены по частоте от частоты возбуждающего света  $\omega_0$  на величину  $\Delta\omega$  (17). Изобарич. флуктуации расщепляются очень медленно и дают в спектре рассеянного света несмещенную линию. В жидкостях и аморфных телах эта линия имеет значит. интенсивность (см. *Ландау — Плачека формула*), а в кристаллах (из-за малости различия между изобарич. и изохорич.

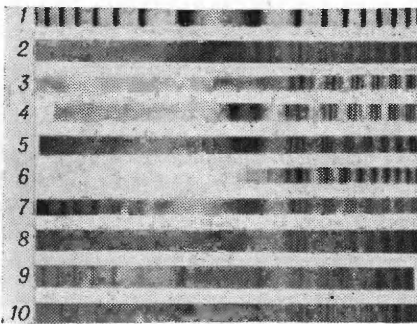


Рис. 4. Фотографии компонент Мандельштама — Бриллюэна линии рэлеевского рассеяния в жидкостях в  $x$ - (слева) и  $z$ - (справа) компонентах поляризованного света (по И. Л. Фабелинскому). 1 — спектр возбуждающей линии Hg  $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ , 2 — сероуглерод, 3 — бензол, 4 — толуол, 5 — ацетон, 6 — четыреххлористый углерод, 7 — уксусная кислота, 8 — триацетин, 9 и 10 — глицерин при 50 и 150° С.

теплоемкостями) — практически исчезает. Процесс релаксации флуктуаций анизотропии обуславливает появление деполаризованного фона (т. н. крыло несмещенной линии рэлеевского Р. с.), интенсивность к-рого плавно спадает по обе стороны линии и простирается до  $150 \text{ см}^{-1}$ .

В жидкостях, где существуют только продольные тепловые волны, скорость к-рых определяется сжи-

маемостью жидкости, рассеянный свет состоит из дублета ( $\Delta\omega = 0,1-0,5 \text{ см}^{-1}$ ), несмещенной линии и деполаризованного «крыла» (рис. 4). В твердых телах Р. с. определяется упругими и упругооптич. характеристиками среды. В аморфных телах, где существуют как продольные, так и поперечные упругие волны, имеющие различные скорости распространения, дублет заменится кватретом, соответствующим 2 значениям  $\pm \Delta\omega$ . В случае анизотропного кристалла в общем случае должно появляться 24 компонента со смещенной частотой: каждая из 6 компонент, появляющаяся вследствие существования 1 продольной и 2 поперечных волн, расщепляется на 4 компонента из-за того, что различно поляризованные компоненты падающей и рассеянной волны распространяются с различными скоростями. С увеличением симметрии кристалла, а также при распространении света вдоль его оптич. оси число компонент уменьшается (рис. 5).

Взаимное облучение и многократное рассеяние света. Взаимное облучение частиц рассеянным ими светом может быть разделено на 2 компонента — когерентную и некогерентную. Роль когерентной компоненты сводится к изменению поля световой волны, облучающей рассеивающую частицу, что проявляется в дисперсии света, а также определяет энергетику процесса Р. с. средой. Некогерентная компонента выступает в форме многократного Р. с. средой, к-рое описывается ур-нием переноса (см. *Мутные среды, Оптика дисперсных систем, Перенос излучения*). Это ур-ние вводится исходя из фотометрич. представлений, вывода его из ур-ний Максвелла пока не существует и в ряде отношений оно остается необоснованным, однако при практич. использовании ур-ние переноса приводит к результатам, хорошо согласующимся с экспериментом.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 3) Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; 4) Хюльст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 5) Фабелинский И. Л., *Тр. Физ. ин-та АН СССР*, 1958, т. 9; 6) Мотулевич Г. П., там же, 1950, т. 5; 7) Розенберг Г. В., *УФН*, 1955, т. 56, вып. 1; 1959, т. 69, вып. 1. Г. В. Розенберг.

**РАССЕЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ** в атмосфере — обусловлено 2 факторами: молекулярным (рэлеевским) рассеянием и рассеянием на аэрозолях. Полный коэфф. рассеяния безоблачной атмосферы  $\sigma(z, \lambda)$  ( $z$  — высота над ур. м.,  $\lambda$  — длина волны) имеет вид

$$\sigma(z, \lambda) = (a_0(\lambda_0)/\lambda^4) e^{-\alpha z} + (b_0(\lambda_0)/\lambda) e^{-\beta z},$$

где  $a_0(\lambda_0)$  и  $b_0(\lambda_0)$  — соответственно рэлеевский и аэрозольный коэфф. рассеяния на уровне земной поверхности при  $\lambda_0 = 5500 \text{ \AA}$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  — коэфф., характеризующие убывание рэлеевского и аэрозольного рассеяния с высотой. Поскольку аэрозольное рассея-

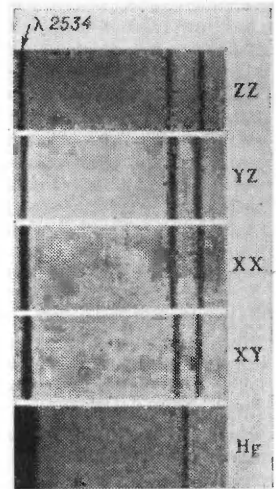


Рис. 5. Фотографии компонент Мандельштама — Бриллюэна линии рэлеевского рассеяния в кристалле кварца для четырех различных ориентаций образца. Возбуждающая линия Hg  $\lambda = 2534,8 \text{ \AA}$ . X, Y, Z — кристаллографич. оси. Первая буква на правой стороне фотографии указывает направление распространения возбуждающего света, вторая буква — направление наблюдения. ZZ — рассеяние назад вдоль оси Z (по Р. Кришнану и А. Чандрасекару).

ние гораздо менее зависит от длины волны  $\lambda^{-1}$ , чем молекулярное  $\lambda^{-4}$ , то роль рэлеевского рассеяния особенно велика в ультрафиолетовой области спектра, а аэрозольное — в близкой инфракрасной. Угловое распределение яркости ясного неба, обусловленной Р. с. р., зависит от характера *индикатрисы рассеяния*.

Табл., рассчитанная для дальности видимости 20 км и  $\tau_0 = 0,3$ , характеризует соотношение между рэлеевским ( $\frac{p}{\tau_0}$ ) и аэрозольным ( $\frac{q}{\tau_0}$ ) рассеянием в зависимости от  $\lambda$ .

$\lambda$ (Å)	$p/\tau_0$	$q/\tau_0$
4000	0,554	0,446
5500	0,317	0,683
8000	0,129	0,871

Возрастание «веса» аэрозольной индикатрисы с увеличением длины волны обуславливает существование вытянутости атм. индикатрисы рассеяния.

Лит.: 1) Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца, Л., 1954, гл. 3 и 8; 2) Авасте О., Молдау Х., Ш и Фрин К. С., Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации, в сб.: Исследования по физике атмосферы, вып. 3, Тарту, 1962. К. Я. Кондратьев.

**РАССЕЯНИЯ ТЕОРИЯ** (частиц). Когда частица (электрон, мезон, нуклон, атом и др.) пролетает вблизи др. частицы, ее путь отклоняется от прямой линии; такой процесс наз. **р а с с е я н и е м**. Степень этого отклонения зависит от того, насколько близко частица приблизилась к др. частице и насколько сильно взаимодействие между ними. Изучение рассеяния частиц, поэтому, дает сведения о свойствах сил, действующих между ними. Изучая рассеяние  $\alpha$ -частиц в платине, Э. Резерфорд в 1911 г. пришел к открытию атомного ядра. Изучение рассеяния электронов очень большой энергии позволило выяснить, как распределены заряды и токи внутри протона и нейтрона, и получить таким образом сведения о структуре нуклонов (см. *Электромагнитная структура элементарных частиц*).

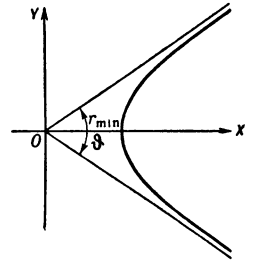
На опыте обычно пучок частиц направляют на мишень из исследуемого вещества и измеряют количество частиц, рассеянных в заданный телесный угол. Отношение числа актов рассеяния в единичный телесный угол к плотности потока падающих частиц, т. е. к числу частиц, проходящих в 1 сек через 1 см<sup>2</sup> поверхности, расположенной перпендикулярно к пучку, имеет размерность квадрата длины и наз. **д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы м с е ч е н и е м р а с с е я н и я**. Проинтегрировав дифференциальное сечение по углам, получим полное сечение рассеяния.

Рассеяние заряженных частиц на электронах атомных оболочек, вообще говоря, сопровождается ионизацией атомов, приводит к потерям энергии и торможению; в др. случаях, напр. при столкновении нуклонов или  $\pi$ -мезонов с нуклонами, возможна генерация новых частиц и изменение первоначальной структуры сталкивающихся частиц. Такой тип процессов наз. **н е у п р у г и м р а с с е я н и е м** или **н е у п р у г и м с т о л к н о в е н и е м**, в отличие от **у п р у г о г о р а с с е я н и я**, при к-ром не меняется состояние сталкивающихся частиц, а меняется только направление относит. импульса частиц. Существенный раздел Р. т. составляет теория *столкновений атомных*, лежащая в основе явлений в газах (явление переноса в газах, ионизация газов и т. д.). Важную роль играют столкновения в процессах, происходящих в *плазме*. Этот круг явлений определяет различные процессы *релаксации*, установления термодинамич. равновесия в системах.

**Теория упругих столкновений частиц.**

**Классическая механика.** Задача о двух взаимодействующих материальных точках в классич. нерелятивистской механике имеет решения двух типов: решения, в к-рых расстояние между телами всегда конечно (финитное движение), и решения, в к-рых это расстояние изменяется неограниченно. Если на

тела никакие др. силы не действуют и движение рассматривается в интервале времени  $-\infty < t < +\infty$ , то во втором случае движение наз. **р а с с е я н и е м**. Рассмотрение удобно вести в системе относит. координат обеих частиц (система центра инерции — с. ц. и.), в к-рой задача о рассеянии двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  приводится к задаче о рассеянии одной частицы с массой  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  (приведенная масса) неподвижным силовым центром. Ограничимся случаем, когда силы, действующие между частицами, зависят только



от их взаимного расстояния  $r$  и описываются потенциальной энергией  $V(r)$ . Тогда траектория движения в с. ц. и. представляет собой кривую, симметричную относительно оси  $OX$ , проходящей через начало координат (рассеивающий центр) и точку наибольшего сближения (перигелий). Траектория заключена в нек-ром угле  $\phi$  (см. рис.), стороны к-рого — асимптоты траектории — задают направление движения до и после рассеяния. Важная характеристика процесса — параметр столкновений (или прицельный параметр, *параметр удара*), к-рый определяется как отношение углового момента (момента количества движения) к импульсу частицы до соударения (т. е. при  $t = -\infty$ ):  $b = M/p_{\infty} \equiv M/\mu v_{\infty}$ , где  $v_{\infty}$  — начальная скорость частицы. (Более наглядно, прицельный параметр есть то наименьшее расстояние, на к-ром сталкивающиеся частицы прошли бы друг относительно друга, если бы между ними не было взаимодействия). В силу закона сохранения углового момента траектория — плоская кривая и рассеяние не зависит от азимута (угла вокруг оси  $OX$ ).

Ур-ния механики устанавливают связь между углом рассеяния  $\phi$ , энергией системы  $E$  и прицельным параметром  $b$ :

$$\phi = \pi - 2 \int_{r_{\min}}^{\infty} b r^{-2} (1 - b^2 r^{-2} - 2V \mu^{-1} v_{\infty}^{-2})^{-1/2} dr, \quad (1)$$

где  $r_{\min}$  — расстояние до перигелия.

Если скорость частиц сравнима со скоростью света, то понятие потенциала становится приближенным, т. к. взаимодействие зависит от скорости. Однако даже описание взаимодействия  $\phi$ -цией, зависящей от координат и скоростей, имеет ограниченный смысл. При рассеянии заряженных частиц такое описание не учитывает излучения электромагнитных волн, а потому справедливо лишь с точностью до членов порядка  $(v/c)^2$  включительно ( $v$  — характерная скорость).  $\phi$ -ция, описывающая взаимодействие двух заряженных частиц с такой точностью, наз. потенциалом Брейта. В классич. теории полное сечение оказывается бесконечным, кроме случая сил, строго равных нулю при расстоянии  $r$ , большем нек-рой конечной величины  $a$  (в этом случае полное сечение равно  $\pi a^2$ ). При др. характере сил частица отклонится при любом расстоянии от рассеивающего центра. Поэтому в классич. механике имеет смысл говорить лишь о сечении, при к-ром отклонение рассеянной частицы больше нек-рого малого угла  $\phi_0$ .

При больших скоростях частиц удобно пользоваться инвариантным определением сечения. Если сталкиваются два потока частиц с плотностями (числом частиц в единице объема) в их системах покоя  $\rho_{01}$  и  $\rho_{02}$ , то число актов рассеяния  $dN$  на заданный угол в с. ц. и., отнесенное к единице телесного угла, в объеме  $dV$  за время  $dt$  ( $dV dt$  — инвариант), равно

$$dN/dV dt = \sigma \rho_{01} \rho_{02} sha, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — дифференциальное сечение, а связано с относит. скоростью  $\beta$  (в единицах  $c$ ) соотношением  $\theta ha = \beta, sha =$

$= \beta (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . При таком определении  $\sigma$  оказывается релятивистским скаляром. Если ввести 4-ток частиц  $j = (\rho, \rho \mathbf{v})$ , то (2) можно записать через 4-мерное скалярное произведение двух токов:

$$dN/dV dt = \sigma (j_1 \cdot j_2) \beta. \quad (3)$$

Скорость  $\beta$  связана со скоростями частиц  $\beta_1$  и  $\beta_2$  соотношением:

$$\beta = (1 - \beta_1 \beta_2)^{-1} \{(\beta_1 - \beta_2)^2 - [\beta_1 \beta_2]^2\}^{1/2} \quad (4)$$

(закон сложения скоростей). Т. к.  $(j_1 \cdot j_2) = \rho_1 \rho_2 (1 - \beta_1 \beta_2)$ , где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности частиц в одной и той же системе координат, то ф-лу (3) можно записать так:

$$dN/dV dt = \sigma \rho_1 \rho_2 \{(\beta_1 - \beta_2)^2 - [\beta_1 \beta_2]^2\}^{1/2}. \quad (5)$$

### Квантовая механика, нерелятивистская теория.

В квантовой механике задача о рассеянии двух частиц сводится к вычислению вероятности изменения направления относительного импульса за время от  $t_0 = -\infty$  до  $t_1 = +\infty$ . Амплитуда такого перехода  $U$  связывает значение волновых ф-ций  $\psi$  в эти моменты времени

$$\psi(+\infty) = U(+\infty, -\infty) \psi(-\infty). \quad (6)$$

Вычисление  $U$  и составляет задачу Р. т. Если, кроме направления относительного импульса, никакие др. квантовые числа не изменяются, то рассеяние наз. упругим. Рассеяние с возбуждением одной из частиц или с образованием новых частиц наз. неупругим; их теорию см. в ст. *Столкновение нуклонов, Столкновения атомные, Ядерные реакции, Тормозное излучение.*

Амплитуда  $U$  в случае частиц со спином представляет собой матрицу (по спиновым состояниям); свойства такой матрицы см. в ст. *Матрица рассеяния (S-матрица).*

Ограничимся случаем частиц без спина. Вместо амплитуды  $U$  вводят амплитуду рассеяния  $f(k, k')$ :

$$U = 1 + ikf(k, k'), \quad (7)$$

где  $k = p/\hbar$  — волновой вектор,  $k = |k|$ . При такой нормировке сечение связано с амплитудой рассеяния простым соотношением:

$$\sigma = |f(k, k')|^2 \quad (8)$$

(вероятность  $dW$  рассеяния внутри элемента телесного угла  $d\Omega$  определяется ф-лой  $dW = \sigma d\Omega$ ). В теории поля вводят т. н. инвариантную амплитуду  $f_{\text{инв}}$ , к-рая связана с  $U$  соотношением  $U = 1 + if_{\text{инв}}$ .

При рассеянии одинаковых частиц амплитуду надо симметризовать по частицам или, что то же, по углу рассеяния  $\theta$  и  $\pi - \theta$ . Обозначая амплитуду рассеяния для частиц, подчиняющихся Бозе — Эйнштейна статистике, через  $f^+$ , а для частиц, подчиняющихся Ферми — Дирака статистике, через  $f^-$ , получим:

$$f^\pm(E, \theta) = f(E, \theta) \pm f(E, \pi - \theta). \quad (9)$$

При интегрировании сечения надо различать число актов рассеяния и число рассеянных частиц (к-рых вдвое больше); обычно полное сечение для тождественных частиц определяют как интеграл, взятый в пределах от 0 до  $\pi/2$ , поскольку в этом случае рассеяние симметрично в обоих полусферах.

Аргументами в амплитуде рассеяния выбраны начальный и конечный волновые векторы. При упругом рассеянии из условия, что ф-ции  $\psi(+\infty)$  образуют полную ортонормированную систему, если таким свойством обладает система ф-ций  $\psi(-\infty)$ , следует унитарность оператора  $U$ . Для амплитуды рассеяния отсюда получается след. соотношение унитарности:

$$\text{Im } f(k, k') = (k/4\pi) \int f(k, k'') f^*(k'', k') d\Omega'', \quad (10)$$

$$|k| = |k'| = |k''| = k$$

Здесь интегрирование производится по всем направлениям вектора  $k''$  при заданных направлениях  $k$  и  $k'$ . Из соображений симметрии ясно, что обе части ур-ния зависят только от угла между  $k$  и  $k'$  (угла рассеяния  $\theta$ ) и от энергии  $E$  как параметра. Если направ-

ления  $k$  и  $k'$  совпадают (рассеяние вперед), то свойство унитарности дает, вообще говоря, более общую *оптическую теорему*:

$$\text{Im } f(0) = (k/4\pi) \sigma_t, \quad (11)$$

где  $\sigma_t$  — полное сечение. Эта ф-ла, в отличие от (10), справедлива и при наличии неупругих процессов. Если же неупругие процессы исключены, то (11) следует из (10).

В отличие от классич. теории, в к-рой  $\sigma(0)$  почти всегда бесконечно (кроме случая сил конечного радиуса), т. к. на угол 0 рассеиваются все частицы, прошедшие на бесконечно большом расстоянии от рассеивающего центра, в квантовой механике  $f(0)$  конечно, если потенциал падает быстрее, чем  $1/r$ . В случае резерфордского рассеяния  $f(0) = \infty$ , и для кулоновских сил оптич. теорема не может быть сформулирована. Конечность величин  $f(0)$  и сечения в квантовой механике отражает тот факт, что, в отличие от классич. механики, в к-рой каждое соударение приводит к изменению направления движения, в квантовой механике существует конечная вероятность того, что частица при столкновении вовсе не изменит направление своей скорости.

Вместо вычисления вероятности перехода (нестационарная теория) можно искать такое решение не зависящего от времени *Шредингера уравнения*, к-рое при больших расстояниях между частицами имело бы асимптотич. вид

$$\psi(r \rightarrow \infty) \sim \exp(ikr) + f(k, k') \exp(ikr/r) \quad (12)$$

(стационарная теория). Здесь первое слагаемое — падающая плоская волна, второе — расходящаяся (рассеянная) сферич. волна. Ф-ция  $f(k, k')$  — та же амплитуда рассеяния  $f(E, \theta)$ , что и в предыдущих ф-лах. Решение такого вида всегда можно построить, если потенциальная энергия  $V$  убывает на бесконечности быстрее, чем  $1/r$ , и не имеет слишком сильной особенности в начале координат.

Для рассеяния в кулоновском поле (потенциал  $V(r) \sim 1/r$ ) асимптотич. вид волновой ф-ции более сложный (см., напр., [8], гл. III).

Во многих задачах удобно разлагать  $f(E, \theta)$  в ряд по полиномам Лежандра:

$$f(E, \theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \exp[i\delta_l(E)] \sin \delta_l(E) \times \\ \times (2l+1) P_l(\cos \theta). \quad (15)$$

В таком разложении соотношение унитарности выполняется тождественно, если все фазы рассеяния  $\delta_l(E)$  вещественны, так что (15) можно рассматривать как общий вид решения ур-ния, выражающего соотношение унитарности. Полное сечение получим интегрированием по углам:

$$\sigma_t = \int |f|^2 d\cos \theta d\varphi = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l, \quad (16)$$

$$\sigma_l = 4\pi \lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l; \quad \lambda = 1/k. \quad (17)$$

Величина  $\sigma_l$  наз. *парциальным сечением*. В дифференциальном сечении волны с разными значениями  $l$  интерферируют друг с другом, так что при заданном угле рассеяния  $\theta$  угловой момент не имеет определенного значения, в согласии с *соотношением неопределенностей*.

Фазовое разложение можно формально провести и для неупругих процессов, для к-рых, однако,  $\text{Im } \delta_l(E) \neq 0$ . Если падающие частицы поглощаются, то  $\text{Im } \delta_l(E) < 0$ . В этом случае сечение поглощения выражается через фазы рассеяния так:

$$\sigma^{(a)} = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l^{(a)}; \quad \sigma_l^{(a)} = \pi \lambda^2 (1 - |\exp\{2i\delta_l(E)\}|^2) (2l+1). \quad (18)$$

Из этих ф-л видно, что парциальное сечение рассеяния удовлетворяет неравенству

$$\sigma_l \leq 4\pi\lambda^2 (2l + 1), \quad (19)$$

а парциальное сечение поглощения —

$$\sigma_l^{(a)} \leq \pi\lambda^2 (2l + 1). \quad (20)$$

Парциальное сечение упругого рассеяния принимает максимальное значение, если имеет место «резонанс», выражающийся в том, что  $\delta_l(E) = \pi/2$ .

Для рассеяния на твердом шарике, когда потенциал  $V(r) = \text{const}$  при  $r < a$  и  $V(r) = 0$  при  $r > a$ , фазы рассеяния равны

$$\delta_l(E) = -ka - 1/2 l\pi. \quad (21)$$

При малых энергиях рассеяние описывается особенно просто. В этом случае искажаются в основном только волны с  $l = 0$  (S-рассеяние), и полное сечение рассеяния

$$\sigma_t = 4\pi a^2. \quad (22)$$

Это сечение в 4 раза больше классического (геометрич. сечения шарика радиуса  $a$ ), что связано с дифракционными явлениями при очень малых углах рассеяния. Дифракционные эффекты сохраняются и при больших энергиях, приводя к удвоенному, по сравнению с классическим, сечению рассеяния ( $\sigma_t = 2\pi a^2$ ).

Влияние рассеивающего центра в S-рассеянии проще всего учитывается с помощью граничных условий, накладываемых в начале координат:

$$k \text{ctg} \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} k^2 r_0, \quad (23)$$

где  $a$  и  $r_0$  — константы;  $a$  наз. длиной рассеяния, а  $r_0$  — эффективным радиусом. Т. о., при малых энергиях рассеивающее поле достаточно характеризовать только этими двумя постоянными.

Когда вблизи энергии, равной нулю, система не имеет дискретных уровней, то 2-м членом в (23) можно пренебречь. Можно показать, что величина  $r_0$  всегда положительна. Знак длины рассеяния нормирован так, что  $a > 0$  при рассеянии от непрозрачной сферы ( $a$  равно радиусу такой сферы). Поэтому при отсутствии уровня случай  $a > 0$  отвечает силам отталкивания, а  $a < 0$  — силам притяжения.

Если у системы есть уровень при малых энергиях  $E$ , то  $a$  становится большим и второй член в ф-ле (23) дает существенный вклад (см. Столкновение нуклонов). В этом случае положит. знак  $a$  означает, что у системы есть реальный уровень, т. е. что существует решение ур-ния Шредингера с  $E < 0$  и с волновой ф-цией, экспоненциально убывающей на больших расстояниях. Если  $a < 0$ , то такого решения нет. Однако существует формальное решение с  $E < 0$ , но с волновой ф-цией, экспоненциально растущей на бесконечности. Такое решение наз. виртуальным уровнем. В обоих случаях  $\delta_0$  при  $k \sim 0$  очень близко к  $\pi/2$  и обращается в  $\pi/2$  при аналитич. продолжении в область мнимых  $k$  (область  $k^2 \sim E < 0$ ).

Энергия уровня  $\epsilon$  определяется, если положить формально в ур-нии (23)  $\text{ctg} \delta_0 = i$ , а  $k = ik$ :

$$\kappa = \frac{1}{a} + \frac{r_0}{2} \kappa^2. \quad (24)$$

Тогда  $\epsilon = \hbar^2 \kappa^2 / 2m$ .

Полное сечение S-рассеяния имеет вид:

$$\sigma_S = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0 = 4\pi/k^2 (1 + \text{ctg}^2 \delta_0). \quad (25)$$

Для парциальных волн с  $l \neq 0$  граничные условия вдали от резонанса записываются так:

$$k^{2l+1} \text{ctg} \delta_l = -1/a_l, \quad (26)$$

где  $a_l$  — постоянная.

При наличии кулоновского поля граничные условия принимают более сложный вид (см. Столкновение нуклонов).

Важный случай рассеяния — когда амплитуда рассеяния имеет полюс в нижней полуплоскости энергии  $E = E_0 - i\Gamma$ . В этом случае мы приходим к Вейта — Вигнера формуле, используемой для описания ядерных реакций (см. Резонансное рассеяние).

Существует ряд приближенных методов вычисления сечения рассеяния (или фаз рассеяния) при заданном потенциале. Если взаимодействие слабое, то в первом порядке возмущенной теории дифференциальное сечение рассеяния (на данный телесный угол и при заданной энергии) вычисляется по ф-ле:

$$d\sigma/d\Omega = \frac{2\pi}{\hbar v} |\langle k, E | V | k', E \rangle|^2 \rho_E. \quad (27)$$

Здесь  $v$  — относит. скорость,  $\langle \dots | V | \dots \rangle$  — матричный элемент потенциала взаимодействия, вычисленный в плоских волнах ( $k$  и  $k'$  — начальный и конечный волновые векторы), и  $\rho_E$  — плотность уровней системы на единичный интервал энергии. Для рассеяния

$$\rho_E = \frac{\hbar^2}{(2\pi)^3} \frac{dk}{dE} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3 c^2} pE \quad (28)$$

( $p$  — относит. импульс,  $E$  — полная энергия в с. ц. и.). В нерелятивистском случае

$$\rho_E = \mu p / (2\pi\hbar)^3. \quad (29)$$

Для центрального потенциала в первом порядке теории возмущения (борновское приближение) матричный элемент сводится к компоненте Фурье от  $V(r)$ :

$$\langle k, E | V | k', E \rangle = (2\pi)^{-3} \int V(r) \exp \{ i(k' - k) r \} d^3k \equiv \equiv V_q. \quad (30)$$

Здесь  $k' - k = q$  — переданный импульс,  $q^2 = 4k^2 \sin^2(\theta/2)$ . Для амплитуды рассеяния получим:

$$f(\theta) = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \int_0^\infty \frac{\sin qr}{qr} V(r) r^2 dr. \quad (31)$$

Задача о рассеянии может быть рассмотрена и в пространстве импульсов (в  $p$ -представлении). Теория этого метода, лежащего в основе совр. теории поля, была дана П. Дираком. Рассеяние быстрых частиц, когда потенциальная энергия много меньше энергии частиц, описывается квазиклассич. методом.

Теория рассеяния на связанных частицах (в молекулах и кристаллах) требует учета различных состояний рассеивателя и при энергиях, сравнимых с энергией связи, приводит к новым эффектам. Особую область составляет теория рассеяния кристаллами (и вообще конденсированными средами), для  $k$ -рой характерен учет интерференции волн, рассеянных разными центрами.

Рассеяние нуклонов ядрами во многих случаях можно приближенно рассматривать как особенно простой случай рассеяния в сплошной среде; при этом оно хорошо описывается оптической моделью ядра.

Релятивистская квантовая механика. Т. к. взаимодействие распространяется с конечной скоростью, то в релятивистской теории взаимодействие осуществляется в результате обмена квантами поля: фотонами — в электромагнитном взаимодействии,  $\pi$ - и К-мезонами — в ядерных. Теория такого взаимодействия требует использования квантовой теории поля, в частности квантовой электродинамики. Лишь при очень малых переданных импульсах, когда отдачи можно пренебречь (очень малые углы), рассеяние может быть описано как рассеяние на центральном потенциале.

Важным эффектом являются радиационные поправки к рассеянию, связанные с учетом электромагнитных взаимодействий в высших приближениях.

Р. т. при больших энергиях развивается во многих направлениях; из них отметим дисперсионные соотношения, позволяющие, в частности, получить Померанчука теорему.

Рассеяние электронов большой энергии — главный метод исследования структуры нуклонов (см. Электромагнитная структура элементарных частиц).

Естественно, что в области больших энергий роль неупругих процессов возрастает и их теория становится очень важной (см. Столкновение теории, Множественные процессы).

Лит.: 1) Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, М., 1958 (Теор. физика, т. 1); 3) и х же, Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теор. физика, т. 2); 4) и х же, Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 5) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; 6) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 7) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 8) Мотт Н., Мессии Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., М., 1951; 9) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 10) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963. Я. А. Смородинский.

**РАСТВОРЕНИЕ КРИСТАЛЛА** — процесс перехода вещества кристалла с его поверхности в окру-

жающую жидкость. Различают 3 типичных случая этого процесса: 1) Р. к. в собственном расплаве (*плавление*), 2) Р. к. в жидкости, химически взаимодействующей с веществом кристалла (растворение кальция в соляной кислоте, кварца в плавиковой кислоте и т. д.), 3) Р. к. в жидкости, не вступающей в хим. взаимодействие с кристаллом (растворение каменной соли, квасцов, сегнетовой соли и др. веществ в воде). Опыты растворения монокристаллических шаров различных веществ показали, что, в отличие от форм роста кристаллов — форм, имеющих плоские грани и прямолинейные ребра, формы Р. к. имеют искривленные грани и ребра. Весовая скорость Р. к., измеренная при заданном малом перегреве  $+\Delta t$  или малом недосыщении  $-\Delta c$  раствора, значительно больше скорости роста, измеренной, соответственно, при  $-\Delta t$  и  $+\Delta c$ . По указанным двум признакам Р. к. нельзя рассматривать как явление, обратное явлению роста кристалла. Оба явления становятся более похожими на обратные друг другу тогда, когда рост выпуклых, «положительных» кристаллов сравнивается с ростом «отрицательных» кристаллов, т. е. с Р. к. изнутри, приводящим к образованию заполненных жидкостью многогранных полостей. Экспериментально такие полости могут быть получены, если, вышлифовав полусферич. углубление где-либо на поверхности кристалла, погрузить его на длит. срок в слабый растворитель. То же явление реализуется в *фигурах травления*.

Лит.: 1) Шубников А. В., Как растут кристаллы, М.—Л., 1935; 2) Бакли Г., Рост кристаллов, пер. с англ., М., 1954; 3) Леммлейн Г. Г., К теории залечивания трещин в кристалле и о равновесной форме отрицательного кристалла, «ДАН СССР», 1953, т. 89, № 2, с. 283. А. В. Шубников.

**РАСТВОРИМОСТЬ** — концентрация вещества в его насыщенном растворе. Р. может быть представлена любым из способов выражения концентрации.

Состояние насыщения соответствует термодинамич. равновесию раствора и сосуществующей с ним фазы. Равновесие фаз ( $\alpha$  и  $\beta$ ) определяется равенством темп-ры фаз ( $T_\alpha = T_\beta$ ), давления ( $P_\alpha = P_\beta$ ) и химической потенциалов компонентов ( $\mu_{i\alpha} = \mu_{i\beta}$ ) (см. *Равновесие термодинамическое*). Поэтому, если хим. потенциалы удается определить экспериментально или теоретически, то Р., в принципе, может быть предсказана вполне точно. Но на практике зависимость  $\mu_i$  от  $T$ ,  $P$  и состава фаз, как правило, точно неизвестна. Существующие теории позволяют поэтому предсказать Р. в лучшем случае полуквадратично. Главная трудность экспериментального определения Р. заключается в достижении равновесия, соответствующего насыщению. Методы экспериментального определения Р. многочисленны; они зависят от агрегатного состояния вещества, выбора свойства, используемого для характеристики состава системы, и, в общем, могут быть подразделены на 2 группы: 1) Аналитич. методы: фазы, находящиеся в термодинамич. равновесии, механически разделяют, и состав каждой из них определяют методами хим. или физ.-хим. анализа; 2) Синтетич. методы: готовят раствор заданного состава, после чего медленно изменяют  $T$  или  $P$ . Определяют значения  $T$  и  $P$  системы в момент появления и исчезновения следов новой фазы. По этим данным строят диаграммы Р. или плавкости.

Р. газов. Разреженные газы смешиваются друг с другом в любых пропорциях. Газы при высоких  $P$  и  $T > T_{\text{крит}}$  в ряде случаев обнаруживают ограниченную взаимную Р. [2] (см. *Растворы газовые*). Р. газов в жидкостях и жидкостей в газах при отсутствии хим. взаимодействий между компонентами ограничена. Если газ растворяется в жидкости с образованием идеального раствора, то Р. газа следует *Рауля закону*.

Р. таких газов при темп-ре  $T$  зависит от их  $T_{\text{крит}}$  по ур-нию:

$$-R \ln \frac{X_{i, \text{ид}}^{\text{ж}}}{X_{i, \text{ид}}^{\text{г}}} = \Delta H_i \left[ \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{крит}, i}} \right] - \frac{1}{T} \int_T^{T_{\text{крит}, i}} \Delta C_{pi} dT + \int_T^{T_{\text{крит}, i}} \frac{\Delta C_{pi} dT}{T}. \quad (1)$$

Здесь  $X_{i, \text{ид}}^{\text{ж}}$  и  $X_{i, \text{ид}}^{\text{г}}$  — мольные доли компонента  $i$  (газа) в идеальных жидком растворе и газовой фазе,  $\Delta H_i$  — изменение энтальпии при испарении моля компонента  $i$ ,  $\Delta C_{pi}$  — разность молярных теплоемкостей компонента  $i$  в жидком растворе и газе,  $R$  — газовая постоянная. Из ур-ния (1) следует, что чем больше разность  $T - T_{\text{крит}}$ , тем меньше Р. Качественно этот вывод сохраняет силу и для неидеальных растворов газов в жидкостях (табл. 1). Мало растворимые в жидкостях газы, образующие неидеальные растворы, при низких  $P$  приближенно следуют *Генри закону*. Более точное ур-ние, описывающее Р. мало-растворимых газов (неэлектролитов) в жидкостях в широком диапазоне  $P$ , получено И. Р. Кричевским [2]. При хим. взаимодействии с *растворителем* Р. газов резко возрастает. Таковы, напр., растворы  $\text{NH}_3$  и  $\text{HCl}$  в воде.

Табл. 1. — Растворимость газов в мольных долях в жидкостях при 25° С и давлении 1 атм.

Газ	Темп-ра кипения (°К)	В бензоле	В воде
Гелий He . . . .	4,2	0,000077	0,000070
Водород H <sub>2</sub> . . . .	20,4	0,000261	0,000015
Азот N <sub>2</sub> . . . .	77	0,000440	0,000012
Кислород O <sub>2</sub> . . . .	90	0,000816	0,000018
Метан CH <sub>4</sub> . . . .	112	0,00207	0,000024
Этан C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> . . . .	184	0,0151	0,000033
Аммиак NH <sub>3</sub> . . . .	240	0,0026	0,484

Р. жидкостей. Взаимная Р. жидкостей со сходными по типу *межмолекулярными взаимодействиями* (напр., гексан — гектан, бензол —  $\text{CCl}_4$ , вода — метиловый спирт, жидкие KCl — KBr, жидкие Au — Ag) не ограничена. Ограниченная Р. наблюдается в смесях нек-рых полярных и неполярных жидкостей (напр., бензол — вода; см. *Жидкие смеси*), а также в смесях неполярных жидкостей (растворы  $\text{CCl}_4$  в *n*-перфторгептане, *n*-бутана в *n*-перфторбутане и др.), *полярность* молекул *k*-рых, а следовательно, и энергия межмолекулярных дисперсионных взаимодействий (см. *Ван-дер-Ваальсовы силы*) резко различаются.

Для двухкомпонентных растворов неэлектролитов, имеющихклонение от идеальности, предполагая полную хаотичность распределения молекул компонентов (т. н. регулярных растворов), Д. Гильдебранд (J. H. Hildebrand, 1936 г.) получил приближенное ур-ние [3]:

$$RT \ln f_{a_2} = V_2 \Phi_2^2 (\delta_1 - \delta_2)^2; \quad \delta_i = (\Delta E_i^V / V_i)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $f_{a_2}$  — коэфф. активности,  $\Delta E_i^V$  и  $V_i$  — молярные энергии и объем компонента  $i$ ,  $\delta_i$  — т. н. параметр растворимости; для неассоциированных жидкостей:

$$\delta_i^2 \approx \alpha / \beta_i, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — термич. коэфф. расширения,  $\beta_i$  — изотермич. коэфф. сжимаемости. Значения  $\delta_i$  для нек-рых жидкостей см. табл. 2. В критич. точке расслаивания растворов (где  $V_1 \approx V_2$ ) из ур-ния (2) и термодинамич. условий

$$\partial \ln f_{a_1} / \partial X_1 = -1 / X_1; \quad \partial^2 \ln f_{a_1} / \partial X_1^2 = 1 / X_1^2$$

следует

$$2RT_{\text{крит}} / V_1 \approx (\delta_1 - \delta_2)^2.$$

При  $V_1 = V_2 = 100 \text{ см}^3$  и  $T = 300^\circ \text{К}$  разность  $(\delta_1 - \delta_2)$  не должна превышать  $\approx 3,5 \text{ (кал/см}^3)^{1/2}$ ; иначе должно произойти расслаивание раствора на 2 фазы. В ряде случаев (напр.,

растворы метилиенидид — циклогексан,  $\Delta\delta = 3,6$ ;  $T_{\text{крит}} = 302^\circ\text{K}$ ) ур-ние (4) приближенно согласуется с опытом. Отклонения от ур-ний (2) и (3) наблюдаются, если один или оба компонента раствора обладают резко выраженной полярностью, способностью к образованию межмолекулярных водородных связей, а также в случае растворов углеводородов и фторуглеродистых соединений.

Табл. 2. — Параметры растворимости  $\delta_i$  веществ.

	$V_i$ (см <sup>3</sup> )	$\delta_i$ (кал/см <sup>3</sup> ) <sup>1/2</sup>
Фосфор Р <sub>4</sub>	70	14,4
Метиленидид СН <sub>2</sub> Ј <sub>2</sub>	81	11,8
Бром В <sub>2</sub>	51	11,5
Сероуглерод СS <sub>2</sub>	60	10,0
Бензол С <sub>6</sub> Н <sub>6</sub>	81	9,15
Четыреххлористый углерод ССl <sub>4</sub>	97	8,6
Циклогексан С <sub>6</sub> Н <sub>12</sub>	109	8,2
n-гептан С <sub>7</sub> Н <sub>16</sub>	147	7,45
n-перфторгептан С <sub>7</sub> F <sub>16</sub>	226	6,0

Характерная темп-рная зависимость Р. представлена на рис. 2. Наиболее подробно изучена Р. твердых веществ в жидкостях. Для находящихся в равновесии твердых и жидких фаз — идеальных растворов Р. компонента  $i$  при темп-ре  $T$  в жидкой фазе  $X_{i, \text{ид}}^{\text{ж}}$  и в твердой фазе  $X_{i, \text{ид}}^{\text{т}}$  следуют ур-нию, аналогичному (1);  $X_{i, \text{ид}}^{\text{т}}$  в ур-нии (1) надо заменить на  $X_{i, \text{ид}}^{\text{т}}$ ,  $T_{\text{кп}}$  на  $T_{\text{пл}}$  компонента  $i$ ;  $\Delta H_i$  — изменение энтальпии при плавлении чистого компонента  $i$ ;  $\Delta C_{pi}$  — разность молярных теплоемкостей жидкой и твердой фаз. В частности, при  $X_{i, \text{ид}}^{\text{т}} = 1$  и условии малости членов, зависящих от  $\Delta C_{pi}$ :

$$-R \ln x_{i, \text{ид}} = \Delta H_i (1/T - 1/T_{\text{пл}, i}) \quad (5)$$

(Шредера ур-ние Р.). Чем больше  $\Delta H_i$  и разность  $(T - T_{\text{пл}, i})$ , тем меньше Р. Это следствие ур-ния (5) качественно сохраняется и для неидеальных растворов при отсутствии хим. взаимодействия между компонентами.

Р. твердого компонента  $i$  в жидкости  $x_{i, \text{н}}$  для неидеальных растворов связана с идеальной Р. при той же  $T$  ур-нием:

$$x_{i, \text{н}} = x_{i, \text{ид}}/f_{ai} \quad (6)$$

где  $f_{ai}$  — коэфф. активности  $i$  в растворе (стандартное состояние — чистый компонент  $i$ , см. Растворы). Подставляя значения  $f_{ai}$  из (2) в (6), получают ур-ние, связывающее Р. с параметрами растворимости  $\delta_i$  компонентов. Для качеств. предсказания Р. более широко применимо след. ур-ние [1]:

$$x_{i, \text{н}} = x_{i, \text{ид}} \exp \left[ -\frac{z\tau x_i^2}{RT} \right], \quad (7)$$

где  $z$  — среднее координационное число молекул в растворе,  $\tau$  — параметр, характеризующий различие в молекулярных полях частиц растворителя и растворенного вещества и способность этих частиц к взаимодействию. При отсутствии хим. взаимодействия и близости молярных объемов параметр  $\tau \sim (m_1 - m_2)^2 \geq 0$ , где  $m_i$  — «обобщенный момент» — характеристика интенсивности поля частиц  $i$ . Для неполярных молекул  $m_i$  пропорционален  $\alpha_i/V_i$ , где  $\alpha_i$  и  $V_i$  — средняя полярность молекул и молярный объем компонента  $i$ ; для полярных молекул  $m_i \sim P_i^2/V_i$ , где  $P_i$  — дипольный момент молекул  $i$  для ионов  $m_i \sim e_i/r_{0i}^2$ , где  $e_i$  — заряд,  $r_{0i}$  — кристаллографич. радиус. Согласно (2), при отсутствии хим. взаимодействий Р. максимальна в тех растворителях, молекулярное поле к-рых наиболее близко по интен-

сивности к молекулярному полю растворенного вещества. Для полярных жидких веществ  $m_i$  пропорционально диэлектрич. проницаемости  $\epsilon_i$ . Поэтому Р., выраженная в виде ф-ции  $\epsilon_i$  или  $m_i$  растворителя, в общем случае изображается кривой, проходящей через максимум (рис. 1). Это г. н. правило Семенченко [2] качественно согласуется с опытом для всех видов

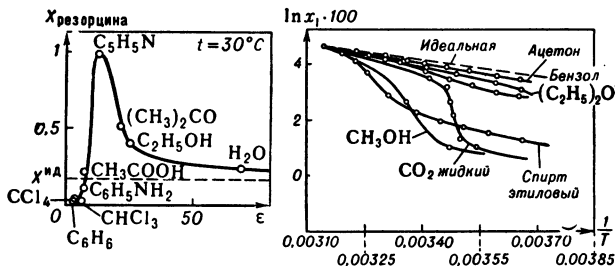


Рис. 1. Кривая Семенченко для растворов резорцина в различных растворителях при 30° С. По оси ординат отложены растворимости резорцина в молярных долях, по оси абсцисс — диэлектрич. проницаемости растворителей. Пунктирная линия соответствует растворимости резорцина при 30° С, если раствор идеальный.

Рис. 2. Растворимость ортонитрофенола в различных растворителях в зависимости от темп-ры.

растворов низкомолекулярных веществ: неэлектролитов, электролитов, солевых и металлич. сплавов. Для растворов фосфора, бензола, СS<sub>2</sub> и др. неполярных веществ в полярных растворителях реализуется только правая (нисходящая) ветвь кривой Семенченко. Для растворов электролитов в неэлектролитах обычно реализуется лишь левая (восходящая) ветвь кривой.

Р. в твердых фазах (см. Твердые растворы) в большей мере, чем в жидкостях, ограничивается условием близости размеров и формы молекул компонентов. Так, системы СН<sub>4</sub>—Кг, вода — тягелая вода, бром-бензол — иодбензол, КСl—КВг, Аg—Аu, Ni—Cu образуют непрерывный ряд твердых растворов.

Во многих случаях веществ влияние на Р. оказывают примеси [3—7] (см. также Растворители). Теория влияния примесей на Р. разработана еще мало. Лит.: 1) Шапаронов М. И., Введение в молекулярную теорию растворов, М., 1956; 2) Кричевский И. Р., Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях, 2 изд., М.—Л., 1952; 3) Тамман Г. Г., Руководство по гетерогенным равновесиям, пер. с нем., Л., 1935; 4) Аносов В. Я., Погодин С. А., Основные начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947; 5) Hildebrand J. H., Scott R. L., The solubility of nonelectrolytes, N. Y., 1950; 6) Seidell A., Solubilities..., v. 1—2, 3 ed., N. Y., 1940—41 and Suppl. to the 3 ed., N. Y., 1952; 7) Справочник по растворимости, т. 1, кн. 1—2, М.—Л., 1961.

М. И. Шапаронов, В. Б. Коган.

**РАСТВОРИТЕЛИ** — жидкости, растворяющие газообразные, жидкие и твердые вещества (возможно также растворение веществ в газах, см. Растворы газовые).

Потенциально все жидкости могут служить Р. (см. Растворы, Растворимость). Напр., расплавленное железо служит Р. при получении искусств. алмазов. Самый распространенный Р. для большинства неорганич. и органич. веществ — вода. Из др. неорганич. Р. (табл. 1) чаще всего применяются жидкие аммиак и сернистый газ.

Аммиак хорошо растворяет щелочные и щелочноземельные металлы, S, P, J, ряд солей и многие органич. соединения. Особое место среди Р. занимают жидкие металлы, напр. ртуть, образующая амальгамы. С развитием хим. промышленности все шире применяются как Р. органич. жидкости (табл. 2).

Важнейшая характеристика Р. — растворяющая способность. Она определяется поразному при растворении кристаллич. и высокомоле-



Табл. 1.—Некоторые неорганические растворители.

Наименование	$T_{пл}$ (°C)	$T_{кип}$ (°C)	Уд. вес ( $г/см^3$ )	Вязкость ( $спуаз$ )	Диэлектрич. проницаемость
Вода $H_2O$ . . . . .	0	100	0,99823 <sub>20°</sub>	1,0050 <sub>20°</sub>	81,0 <sub>20°</sub>
Аммиак $NH_3$ . . . . .	-77,75	-33,35	0,6814 <sub>т. к. *</sub>	0,255 <sub>т. к.</sub>	25,4—77°
Сернистый газ $SO_2$ . . . . .	-72,7	-10,02	1,46 <sub>т. к.</sub>	0,0039 <sub>10°</sub>	
Ртуть $Hg$ . . . . .	-38,89	357,25	13,5461 <sub>20°</sub>	1,589 <sub>20°</sub>	

\* т. к. — темп-ра кипения ( $T_{кип}$ ).

кулярных аморфных веществ, что обусловлено различием механизмов их растворения. Молекулы кристаллич. вещества постепенно переходят с твердой поверхности в раствор, и растворяющая способность в данном случае равна концентрации вещества в насыщенном растворе. При добавлении Р. к высокомолекулярному веществу (пластмассам, синтетич. смолам, каучукам, желатине и др. белкам) оно сначала набухает, образуя *гель*, к-рый в избытке Р. переходит в *золь* — внешне однородную прозрачную жидкость. При удалении Р. из раствора аморфного вещества не удается зафиксировать момент выпадения твердого осадка, в отличие от раствора кристаллич. вещества. Поэтому растворяющую способность Р. по отношению к высокомолекулярным веществам находят косвенными методами. Напр., определяют наиболь-

шее количество жидкости, не растворяющей аморфное вещество, к-рое можно добавить к испытуемому раствору, не вызвав образования осадка. Чем выше «число разбавления», равное отношению объемов обеих жидкостей, тем выше растворяющая способность. По отношению к плохо растворимой жидкости или к газу растворяющая способность Р. определяется так же, как и для кристаллич. вещества. Растворяющая способность жидкостей обусловлена соотношением сил взаимодействия молекул А Р., молекул В растворяемого вещества и молекул А — В в растворе (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Р. под-

разделяют на полярные и неполярные. К первым относят жидкости, сочетающие большую диэлектрич. проницаемость, большой дипольный момент с наличием функциональных групп, обеспечивающих образование координационных (большей частью водородных) связей: вода, кислоты, низшие спирты и гликоли, амины, амиды, нитросоединения. К неполярным Р. относятся жидкости с малым дипольным моментом, не имеющие активных функциональных групп; напр. углеводороды, галоидоалканы. Неполярные и слабополярные вещества (напр., простые эфиры) хорошо растворимы друг в друге, т. к. дисперсионные силы у них близки по величине. С ростом молекулярного веса дисперсионные силы возрастают и растворимость вещества падает. Так, при 40° С  $n-C_{22}H_{46}$  растворим в декалине ( $C_{10}H_{18}$ ) полностью,

Табл. 2. — Некоторые органические растворители.

Наименование	Хим. формула	$T_{кип}$ (°C)	Уд. вес ( $г/см^3$ )	$T_{воспламенения}$ (°C)	Показатель преломления	Вязкость ( $спуаз$ )	Диэлектрич. проницаемость	Тип растворимости (см. сноски)
Петролейный эфир . . . . .	—	40—70	$\leq 0,69$	-20	—	—	—	I
Гептан . . . . .	$C_7H_{16}$	98,427	0,68376 <sub>20°</sub>	-6,3	1,38764 <sub>20°</sub>	0,3903 <sub>25°</sub>	1,924 <sub>20°</sub>	I
Бензол . . . . .	$C_6H_6$	80,100	0,8790	-10,7	1,50112 <sub>20°</sub>	0,6028 <sub>25°</sub>	2,284 <sub>20°</sub>	I <sup>a</sup>
Диэтиловый (серный) эфир . . . . .	$C_4H_{10}O$	34,481	0,7166 <sub>20°</sub>	9,4	1,35272 <sub>20°</sub>	0,242 <sub>20°</sub>	4,335 <sub>20°</sub>	V <sup>b</sup>
Изоамилацетат (грушевая эссенция) . . . . .	$C_7H_{14}O_2$	142,0	0,8719 <sub>20°</sub>	26,7	1,40535 <sub>20°</sub>	0,87219,9°	4,63 <sub>30°</sub>	V
Уксусная кислота . . . . .	$C_2H_4O_2$	117,72	1,04923 <sub>20°</sub>	41,7	1,37160 <sub>20°</sub>	1,223 <sub>20°</sub>	6,15 <sub>20°</sub>	III <sup>B</sup>
1,2-дихлорэтан . . . . .	$C_2H_4Cl_2$	83,483	1,26000 <sub>15°</sub>	21,1	1,44759 <sub>15°</sub>	0,887 <sub>15°</sub>	10,36 <sub>25°</sub>	I
Пиридин . . . . .	$C_5H_5N$	115,3	0,9826 <sub>20°</sub>	23,3	1,5092 <sub>20°</sub>	1,038 <sub>15°</sub>	12,3 <sub>25°</sub>	III <sup>Г</sup>
Целлосоль (монометиловый эфир этиленгликоля) . . . . .	$C_3H_8O_2$	124,4	0,9596 <sub>25°</sub>	42,8	1,4017 <sub>20°</sub>	—	16,0 <sub>20°</sub>	II
Карбитол (монометиловый эфир диэтиленгликоля) . . . . .	$C_6H_{14}O_3$	201,9	0,9855 <sub>25°</sub>	94,4	1,4273 <sub>20°</sub>	—	—	II
Ацетон . . . . .	$C_3H_6O$	56,24	0,79079 <sub>20°</sub>	17,8	1,35880 <sub>20°</sub>	0,3232 <sub>20°</sub>	20,75 <sub>25°</sub>	III
Этиловый спирт . . . . .	$C_2H_6O$	78,325	0,78934 <sub>20°</sub>	12,2	1,36139 <sub>20°</sub>	1,078 <sub>25°</sub>	24,30 <sub>20°</sub>	IV
Нитробензол . . . . .	$C_6H_5O_2N$	210,80	1,20824 <sub>15°</sub>	92,2	1,55257 <sub>20°</sub>	2,165 <sub>15°</sub>	34,82 <sub>25°</sub>	VI <sup>Д</sup>
N-диметилформамид . . . . .	$C_3H_7ON$	153,0	0,9443 <sub>25°</sub>	111,1	1,4269 <sub>25°</sub>	—	36,7 <sub>25°</sub>	II
Этиленгликоль . . . . .	$C_2H_6O_2$	197,85	1,1136 <sub>20°</sub>	111,1	1,4318 <sub>20°</sub>	21,94 <sub>20°</sub>	37,7 <sub>25°</sub>	II
Глицерин . . . . .	$C_3H_8O_3$	290,0	1,2613 <sub>20°</sub>	160	1,4735 <sub>25°</sub>	1490 <sub>20°</sub>	42,5 <sub>25°</sub>	II
Формамид . . . . .	$CH_3ON$	210,5	1,1334 <sub>20°</sub>	—	1,4475 <sub>20°</sub>	3,764 <sub>20°</sub>	409,5 <sub>20°</sub>	II

I — Растворим в углеводородах, практич. не растворим в воде.  
 II — Растворим в воде, практич. не растворим в углеводородах.  
 III — Растворим в воде, низших углеводородах.  
 IV — Растворим в воде, ограничено — в углеводородах.  
 V — Растворим в углеводородах, ограничено в воде.  
 VI — Нерастворим ни в воде, ни в алифатич. углеводородах.

a — Вреден, обладает кумулятивным действием, макс. допустимая концентрация в воздухе  $c_{max} = 0,0035\%$ .  
 б —  $c_{max} = 0,05\%$ ; пределы взрываемости 1,85—36,5%.  
 в — Сильное раздражающее действие на кожу,  $c_{max} = 0,001\%$ .  
 г —  $c_{max} = 0,05\%$ .  
 д — Токсичен,  $c_{max} = 0,0001\%$ .

$n\text{-C}_{34}\text{H}_{70}$  растворяется всего на 15%, а  $n\text{-C}_{60}\text{H}_{122}$  примерно на 0,04%. По этой же причине многие Р. растворяют мономеры, но не их полимеры. Вещества с молекулами разветвленного строения, как правило, растворяются лучше. Наличие полярных групп в молекуле сильно влияет на растворимость. Напр., гексан не растворяет нитрометан, т. к. возникающие дисперсионные и индуктивные силы между молекулами этих веществ значительно слабее дисперсионных сил в гексане и ориентационных сил в нитрометане. Однако последний растворяется в бензоле: благодаря легкой его поляризуемости дополнительно возникают значительные индуктивные силы. Как правило, вещества хорошо растворимы в воде и друг в друге, если на каждую полярную группу приходится не более 3 атомов углеводородного радикала (напр., пропиловый спирт, диоксан). При наличии 6 атомов углерода в радикале, соединенном с полярной группой, между молекулами возникают столь большие дисперсионные силы, что они препятствуют растворению таких веществ в полярных Р. Поэтому средние и высшие гомологи спиртов, кислот не растворимы в воде.

Растворяющая способность обычно возрастает с увеличением темп-ры  $T$ . Однако растворимость газов, нек-рых жидких и твердых веществ уменьшается с ростом  $T$ . Растворяющая способность иногда сильно изменяется присутствующими в Р. примесями или вводимыми добавками. Так, 100 вес. частей гексана и 50 вес. частей метанола образуют 2 несмешивающихся слоя. Добавка к ним 0,5 вес. частей дихлорэтана приводит к полному взаимному растворению жидкостей. Иногда введением небольших количеств солей в Р. можно добиться улучшения растворяющей способности (эффект, обратный высаливанию). Так, добавка  $\text{KClO}_4$  повышает растворимость 2,4-динитрофенола в воде. Многие неполярные вещества растворяются в водных растворах солей, щелочных и щелочноземельных металлов и органич. кислот (напр., мыла), мочевины и др. соединений (гидротропия, солюбилизация). Такие «гидротропные Р.» имеют иногда преимущества перед органич. Р. благодаря своей негорючести, малой летучести и меньшей физиологич. активности. С др. стороны, хорошо известно явление высаливания, когда добавка солей (обычно к воде) уменьшает растворяющую способность Р. Не всегда растворяющая способность Р. — аддитивная величина. Межмолекулярное взаимодействие в трехкомпонентном растворе приводит иногда к тому, что растворяющая способность смеси Р. становится меньше или больше, чем для каждого из них в отдельности. Большинство Р., даже неполярных, весьма гигроскопично. Так, тщательно осушенные углеводороды, способные растворять лишь следы воды (при 25°  $n$ -гептан растворяет 0,015%), чрезвычайно быстро поглощают влагу при соприкосновении с атм. воздухом. Нек-рые Р., напр. спирты, производят в виде *azeotropных смесей* с водой.

Р. квалификации «технический», «чистый» содержат иногда значит. количества примесей изомерных соединений и гомологов. В зависимости от задач исследования в лаборатории или промышленного процесса Р. подвергают той или иной степени очистки: простой, азеотропной или экстрактивной *ректификации*, *экстрагированию*, адсорбционным методам разделения, *кристаллизации*. Иногда Р. подвергают хим. очистке, сочетая ее с перечисленными выше физ. методами. Обезвреживают углеводороды выпуская их через *молекулярные сита* с порами диаметром  $\sim 4\text{Å}$ . Эффективен метод очистки Р. препаративной *хроматографией*. Реже с целью очистки применяют *зонную плавку* при низких  $T$ . При очистке и работе с Р. следует учитывать их токсичность и воспламеняемость. Особенно опасны

в пожарном отношении петролейный эфир, диэтиловый эфир, ацетон.

Р. могут оказывать сильное влияние на физ., хим. и физиологич. свойства веществ. Напр., в зависимости от Р. вещества могут кристаллизоваться в разных аллотропич. модификациях (неполярные Р. обычно вызывают образование модификаций с большей  $T_{пл}$ ). Р. могут влиять на цвет вещества в растворе, на оптич. активность, характер спектров и многие др. свойства.

Исключительна роль Р. при проведении многих хим. реакций; она заключается не только в создании гомогенной среды при растворении реагентов или в снижении их концентрации. Образую комплексы или сольваты то с исходными реагентами, то с промежуточным активированным комплексом или с конечными продуктами реакции, Р. могут изменять скорость, направление реакций. Пример влияния Р. на физиологич. свойства веществ — повышение активности инсектицидов в нек-рых Р. (синергизм). Р., особенно органические, широко применяются в производстве искусств. волокна, пластмасс, синтетич. каучука, лаков и красок, в процессах разделения и очистки веществ (перекристаллизация, промывка, экстракция, азеотропная и экстрактивная ректификация).

Лит.: 1) Вайсбергер А. [и др.], Органические растворители, пер. с англ., М., 1958; 2) Handbook of chemistry and physics, ed. C. D. Hodgman, Cleveland (Ohio), 1955; 3) Ullmanns Encyclopädie der technischen Chemie. Bd 12, München. — В., 1960, S. 4; 4) Шампетье Г., Рабатэ Г., Химия лаков, красок и пигментов, пер. с франц., т. 2, М., 1962; 5) Marsden C., Solvents guide, L., 1963.

М. И. Розенарт.

**РАСТВОРЫ** (ф а з ы п е р е м е н н о г о с т а в а) — однородные вещества, состоящие из двух или большего числа компонентов. Состав Р. выражают *концентрацией* компонентов. Практически все вещества — Р. (т. н. *чистые вещества* по существу — *разведенные Р.*, т. к. они содержат примеси в малых концентрациях). По агрегатному состоянию различают *растворы газовые, твердые растворы и жидкие*. Различают также Р. низкомолекулярных веществ и Р. высокомолекулярных соединений (см. *Растворы полимеров*). Здесь рассматриваются только жидкие Р. низкомолекулярных веществ (см. также *Жидкие смеси*).

Растворение веществ обусловлено тепловой *диффузией* и *межмолекулярным взаимодействием* (см. *Растворители, Растворимость*). Равновесный Р., в котором при ограниченной растворимости компонентов и заданных внешних условиях концентрация  $x_i$  одного из компонентов максимальна ( $x_i = x_{i, \max}$ ), наз. *насыщенным*. Избыток этого компонента ведет к образованию новой жидкой или твердой фазы; система становится гетерогенной. В ненасыщенном Р.  $x_i < x_{i, \max}$ ; в пересыщенном  $x_i > x_{i, \max}$ .

Характер теплового движения частиц Р. (активированные скачки, вращат. и поступат. колебания около временных положений равновесия) в принципе таков же, как и у индивидуальных *жидкостей* [1], но отличается большей сложностью вследствие различия в свойствах молекул компонентов.

Строение Р. обычно характеризуют: 1) средними *координационными числами*  $z$  или  $z_i$ , зависящими от темп-ры  $T$ , давления  $P$  и, как правило, концентрации компонентов, и 2) значениями  $\cos \theta$  или  $\cos^2 \theta$  (черта сверху обозначает статистич. среднее), где  $\theta$  — угол между к.-л. из главных осей эллипсоида *поляризуемости* двух молекул или же между направлениями дипольных моментов (если моменты  $p \neq 0$ ). При наиболее плотной упаковке молекул  $z = 12$ . Если *ассоциации молекул* нет, то  $\cos \theta = 0$ ,  $\cos^2 \theta = 1/3$  (хаотич. распределение взаимных ориентаций

молекул). Свойства Р. в значит. мере определяются характером межмолекулярных взаимодействий частиц, составляющих Р. Различают Р. с однотипными взаимодействиями — гомеодинамные (напр., Р. углеводородов), и с разнотипными — гетеродинамные (напр., водные Р. сильных электролитов, Р. полярных молекул в неполярных растворителях). Хим. взаимодействия между непосредственно примыкающими друг к другу частицами ведут к комплексообразованию в Р., взаимодействия ионов с молекулами растворителя — к гидратации и сольватации [4]. Если молекулы компонентов не имеют сферич. симметрии, то комплексообразование, гидратация и сольватация приводят к появлению преимуществ. направлений во взаимной ориентации соседних молекул.

В ходе теплового движения частиц Р. возникают неустойчивые отклонения: от среднего координационного числа — флуктуации плотности; от среднего распределения взаимных ориентаций молекул — флуктуации ориентации; от средней концентрации — флуктуации концентрации (последние в чистых жидкостях отсутствуют) [2]. Следует различать т. н. термодинамич. флуктуации с линейными размерами  $\geq 10^{-6}$  см, охватывающие тысячи, десятки тысяч и более молекул, и мелкоструктурные флуктуации с линейными размерами  $\sim 10^{-7}$  см. Флуктуации могут иметь существен. влияние на свойства Р. в тех случаях, когда велика вероятность больших отклонений от средних значений концентрации, плотности  $\rho$  или углов  $\phi$ , а также, когда время жизни таких отклонений велико по сравнению с промежутком времени, необходимым для установления равновесного распределения скоростей молекул Р. при их тепловом движении ( $\sim 10^{-13}$  сек при  $300^\circ \text{K}$ ). Оба эти условия выполняются в окрестности критич. точки жидкость — пар для термодинамич. флуктуаций  $\rho$  и в окрестности критич. точки расщепления для термодинамич. флуктуаций концентрации. Вдали от критич. состояний Р. оба указанных выше условия могут одновременно выполняться только в случае мелкоструктурных флуктуаций концентрации, т. к. время жизни этих флуктуаций определяется скоростью процесса диффузии молекул. Если средние мелкоструктурные флуктуации концентрации велики, то появляются различия между средними локальными и макроскопич. (измеряемыми экспериментально) значениями диэлектрич. проницаемости, диэлектрич. потерь и нек-рых др. параметров, сходные с аналогичными различиями в дисперсных системах [5]. Это показывает, что резкой границы между рассматриваемыми здесь «истинными Р.» и коллоидными Р., или дисперсными системами, нет и что понятие о «Р.», как однородных веществах, — приближенное. Время жизни флуктуаций концентрации в жидких Р. обычно много меньше, чем время существования коллоидных частиц.

Ниже рассматриваются гл. обр. двухкомпонентные, бинарные, Р., к-рые описываются относительно простыми ур-ниями. Обобщение для большего числа компонентов, как правило, принципиальных затруднений не вызывает.

**Термодинамические свойства Р.** (рассматриваемые дальше для моля Р.) обычно описываются парциальными молярными величинами [2, 3, 8]:  $G_i^* = (\partial G / \partial n_i)_{T, P, n_j}$ , где  $G = \sum_i x_i G_i^*$  — любая экстенсивная величина;  $V$  — объем Р.,  $E$  — его внутр. энергия,  $S$  — энтропия и т. п.;  $n_i$  и  $n_j$  — числа молей компонентов  $i$  и  $j$  (при  $i \neq j$ ),  $x_i = n_i / \sum_i n_i$  — молярная доля компонента  $i$ .

Моль Р. определяется как  $\bar{M} = \sum x_i M_i$ , где  $M_i$  — молекулярный вес компонента  $i$ .

При постоянных  $P$  и  $T$ , согласно Гиббса — Дюгемса уравнению,  $\sum_i x_i dG_i^* = 0$ .

Различают Р. идеальные и неидеальные (в т. ч. регулярные и атермические). Растворение обычно сопровождается тепловыми эффектами и изменением объема, занимаемого компонентами Р. (см. табл.). Но для идеальных Р. изменений  $V$  и  $E$  практически не наблюдается, так что  $E_i^*$  и  $V_i^*$  не зависят от  $x_i$ :

$$E_i^* = E_{oi} = \text{const}, \quad (1)$$

$$V_i^* = V_{oi} = \text{const}. \quad (2)$$

Изменение  $S_i^*$  при растворении такое же, как при смешении идеальных газов:

$$S_i^* - S_{oi} = -R \ln x_i. \quad (3)$$

Здесь и далее знак \* обозначает парциальную величину, индекс  $oi$  — чистый компонент.

Термодинамические свойства нек-рых растворов.

Раствор	$t$ ( $^\circ \text{C}$ )	Концентрация компонента $x_i$	$\Delta E$ (кал./моль)	$\Delta V/V$ (%)	$T \Delta S E$ (кал./моль)	Диаграмма плавления*
$\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$	20	0,5	<5	0,3	0	н. р.
$\text{CH}_3\text{OH}-\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	20	0,5	10	0,2	0	э.
$\text{C}_6\text{H}_6-\text{CCl}_4$	25	0,5	30	0,015	11	м. с.
$\text{C}_6\text{H}_6-\text{C}_6\text{H}_{14}$	30	0,5	175	0,65	100	э.
$\text{CS}_2-\text{C}_6\text{H}_6$	25	0,5	136	0,74	72	э.
$(\text{CH}_3)_2\text{CO}-\text{CHCl}_3$	30	0,5	-460	-0,19	-322	м. с.
$\text{H}_2\text{O}-\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	40	0,5	-130	-2,5	-290	—
$\text{H}_2\text{O}-\text{HCl}$	25	0,01	-17000	—	—	—
$\text{Sn}-\text{Cd}$	500	0,5	480	0	260	э.

\* н. р. — непрерывный ряд твердых Р., э. — эвтектика, м. с. — молекулярное соединение.

Для идеальных Р. изменение химического потенциала  $\Delta \mu_i$  компонента при переходе в Р. пропорционально натуральному логарифму его молярной доли:

$$\Delta \mu_i = \mu_i - \mu_{oi} = kT \ln x_i \quad (4)$$

( $k$  — постоянная Больцмана). Внутр. энергия, энтальпия, объем, теплоемкость идеального Р. следуют ур-нию  $G = \sum_i x_i G_{oi}$ ; плот-

ность  $\rho = \sum_i \Phi_i \rho_{oi}$ , где  $\Phi_i = x_i V_i / \sum_i x_i V_{oi}$  — объемная доля компонента  $i$ . Давление насыщен-

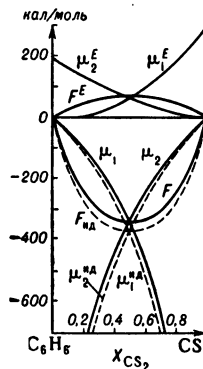


Рис. 1. Свободная энергия  $F$ , избыточная свободная энергия  $F^E$ ; хим. потенциалы  $\mu_1$  и  $\mu_2$  и избыточные хим. потенциалы  $\mu_1^E$ ,  $\mu_2^E$  в растворе бензол — сероуглерод при  $25^\circ \text{C}$ . Пунктирные линии обозначают  $F$ ,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  для идеального раствора.

ного пара над Р. подчиняется Рауля закону (рис. 1). Осмотическое давление  $\Pi$  двухкомпонентного идеального Р. следует ур-нию:

$$\Pi V_{01} = -RT \ln x_1 = RT \ln (1 - x_2). \quad (5)$$

В предельно разведенных идеальных Р.  $x_2 \rightarrow 0$ ,  $V_{01} \rightarrow V$  и ур-ние (5) переходит в Вант-Гоффа закон  $\Pi V = x_2 RT$ .

Реальные Р. по своим свойствам отличаются от идеальных, но для компонентов, близких по физ. и

хим. природе, эти отклонения незначительны. Таковы Р. изотопов (за исключением Р. изотопов Н и Не); веществ, молекулы к-рых различаются лишь изотопами одних и тех же элементов; Р. стереоизомеров (напр., *d*- и *l*-камфары); Р. структурных изомеров (*o*- и *p*-ксилол); Р. соседних веществ в гомологич. рядах (*n*-гексан — *n*-гептан) и др.

Неидеальные Р. не следуют хотя бы одному из соотношений (1) — (3). В частности, для регулярных Р. выполняется только соотношение (3): изменение *S* при образовании регулярного Р. такое же, как при смешении идеальных газов, но изменения *E* и *V* отличны от нуля. Таковы, напр., Р. SiCl<sub>4</sub> — CCl<sub>4</sub> и приближенно многие др. гомеодинамные Р. Для атермич. Р. изменения *E* и *V* системы считаются равными нулю (малы), но изменение *S* не следует ур-нию (3). Таковы, напр., нек-рые Р. полимеров, Р. гептан — гексадекан и др.

Свойства неидеальных предельно разведенных Р. лишь отчасти совпадают со свойствами идеальных Р. Так, давление пара растворителя следует закону Рауля, осмотич. давление подчиняется закону Вант-Гоффа, но давление пара растворенного вещества подчиняется Генри закону  $P_2 = k_2 x_2$  (при условии, что в Р. и паре молекулы растворенного вещества одинаковы). Постоянная Генри  $k_2$  равна  $P_{02}$  только в том случае, когда предельно разведенный Р. вместе с тем и идеален. Границы применимости законов неидеальных предельно разведенных Р. для конечных концентраций различны. Они определяются как экспериментально, так и теоретически [2, 6, 7].

В общем случае термодинамич. свойства неидеальных Р. описываются на основании сопоставления свойств данного Р. со свойствами нек-рого гипотетич. идеального Р., причем выбор последнего зависит от выбора стандартного состояния компонентов. Относит. величины термодинамич. ф-ций — разности их для данного Р. и гипотетич. идеального Р. — рассчитываются по данным эксперимента.

Обычно в качестве стандартного состояния компонентов выбирают: а) чистые компоненты; в этом случае хим. потенциал компонента *i* в стандартном состоянии равен хим. потенциал чистого компонента при тех же условиях:  $\mu_i^{ST} = \mu_{0i}(T, P)$ ; с Р. сопоставляется гипотетич. идеальный Р. того же состава, что и данный, к-рый существовал бы, если бы при смешении этих компонентов выполнялись условия идеальности (1) — (3). Этот способ выбора стандартного состояния удобен, когда компоненты неидеального Р. смешиваются в любых пропорциях, б) компоненты предельно разведенного Р.; один из них, обозначаемый далее индексом «1», служит растворителем. Для растворителя стандартным состоянием по-прежнему является чистое вещество,  $\mu_1^{ST} = \mu_{01}(T, P)$ ; для растворенных компонентов, обозначаемых индексом *j* (*j* > 1),  $\mu_j^{ST}$  отличается от  $\mu_{0j}$  на нек-рую константу, определяемую выбором растворителя:  $\mu_j^{ST} = \mu_{0j} + \text{const } j = \mu_j^*$ . Для предельно разведенных Р.:  $\mu_j^* = \lim_{x_j \rightarrow 0} (\mu_j - kT \ln x_j)$ .

Этот способ выбора стандартного состояния компонентов удобен при ограниченной растворимости компонентов в растворителе. С Р. сопоставляется гипотетич. Р. того же состава, что и данный, к-рый мог бы смешиваться с предельно разведенным данным Р. с соблюдением условий идеальности.

При любом выборе стандартного состояния возможны 2 метода математич. представления термодинамич. ф-ций [2].

1) Математич. форма выражения  $\mu_i$  для компонентов неидеального Р. остается такой же, как и для идеального, но вместо концентрации компонента формально вводится его

активность  $a_i$  и  $\Delta\mu_i = \mu_i - \mu_i^{ST} = kT \ln a_i$ . Отношение  $a_i$  к концентрации наз. коэфф. активности  $f_{a_i}$ . Числовые значения  $f_{a_i}$  зависят от способа выражения концентрации. Зная ф-ции  $a_i$  или  $f_{a_i}$ , можно вычислить др. термодинамич. свойства Р.

2) Рассматриваются избыточные термодинамич. ф-ции  $\Phi^E$ ,  $F^E$ ,  $S^E$ ,  $\mu_i^E$  и др., т. е. разности между значениями этих ф-ций для данного и гипотетич. идеального Р. при тех же условиях (рис. 1). Напр., если  $\Phi$  и  $\Phi_{ид}$  — термодинамич. потенциалы Гиббса (свободные энтальпии) одного моля неидеального и, соответственно, гипотетич. идеального Р., то

$$\Phi^E = \Phi - \Phi_{ид} = N_A \sum_i \mu_i^E x_i = RT \sum_i x_i \ln f_{a_i}$$

Для характеристики термодинамич. свойств разведенных неидеальных Р. иногда пользуются т. н. осмотич. коэфф.  $\chi$ . По определению  $\Delta\mu_1 = \mu_1 - \mu_1^{ST} = \chi kT \ln x_1$ .

Различают положит. и отрицат. отклонения термодинамич. свойств Р. от идеальности. При положит. отклонениях хим. взаимодействие между компонентами Р. отсутствует; напротив, проявляется известная тенденция к расслаиванию, что находит выражение в росте флуктуаций концентрации.

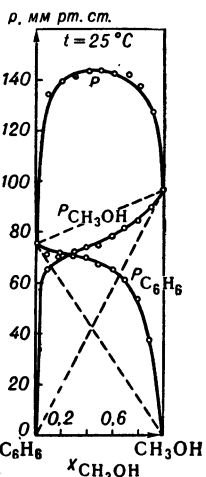


Рис. 2. Давление пара растворов бензол — метиловый спирт при 20°C. Положит. отклонения от идеальности.

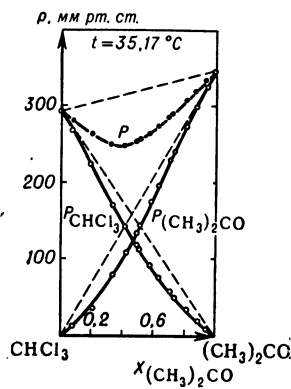


Рис. 3. Давление пара растворов хлороформ — ацетон при 35,17°C. Отрицат. отклонения от идеальности.

При отрицат. отклонениях от идеальности в низкомолекулярных Р. обычно имеет место хим. взаимодействие между компонентами, флуктуации концентрации малы. Если за стандартное состояние выбрано состояние чистых компонентов Р., то при положит. отклонениях от идеальности давление насыщенных паров  $P > P_{ид}$ ;  $\Phi^E > 0$ ;  $\mu_i^E > 0$ ;  $f_{a_i} > 1$  (рис. 2); при отрицат.

отклонениях:  $P < P_{ид}$ ;  $\Phi^E < 0$ ;  $\mu_i^E < 0$ ;  $f_{a_i} < 1$  (рис. 3).

Если же за стандартное состояние принято состояние компонентов в предельно разведенном Р., то для двухкомпонентного Р. при положит. отклонениях от идеальности  $P_1 > P_{1ид}$ ;  $P_2 < P_{2ид}$ ;  $\Phi^E < 0$ ;  $f_{a_1} > 1$ ;  $f_{a_2} < 1$ ; при отрицат. отклонениях:  $P_1 < P_{1ид}$ ;  $P_2 > P_{2ид}$ ;  $\Phi^E > 0$ ;  $f_{a_1} < 1$ ;  $f_{a_2} > 1$ .

Ф-ции  $a_i$ ,  $f_{a_i}$ ,  $G$ ,  $\mu_i^E$ ,  $\Phi^E$  и т. д. определяются экспериментально или — в простейших случаях — методами статистич. физики. Для вычисления  $\mu_i$  или  $f_{a_i}$  одного из компонентов, если эти ф-ции для другого компонента найдены, часто применяют ур-ние Гиббса  $\sum_i x_i d\mu_i = 0$ . Для двухкомпонентного Р., в частности, следует:

$$x_1 \frac{\partial \mu_1}{\partial x_2} + x_2 \frac{\partial \mu_2}{\partial x_2} = 0,$$

или

$$x_1 \frac{\partial \ln f_{a_1}}{\partial x_2} + x_2 \frac{\partial \ln f_{a_2}}{\partial x_2} = 0.$$

Ф-ции  $\Phi^E$ ,  $H^E$  и  $TS^E$  при изменении состава Р. во многих случаях приibl. пропорциональны друг другу. То же имеет место и для соответствующих парциальных ф-ций [правило Киреева

(рис. 4)]. Графики этих ф-ций для Р. различных классов (органич. веществ, жидких сплавов металлов, смесей расплавленных солей) обычно сходны по форме. Для двухкомпонентных Р. существует всего 4 основных типа зависимости  $f_{a_i}$  от концентрации: идеальный, полуидеальный, регулярный и дебаевский [2].

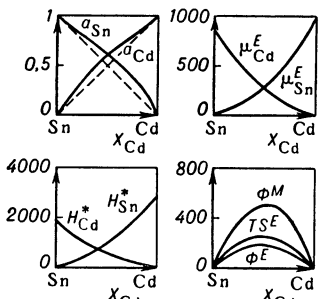


Рис. 4. Зависимость активности  $a_i$ , парциальной молярной энтальпии  $H_i^E$ , избыточного хим. потенциала  $\mu_i^E$ , энтальпии смещения  $H^M$ , избыточного термодинамич. потенциала Гиббса  $\Phi^M$  и избыточной ф-ции энтропии  $TS^E$  (в кал./моль) от состава растворов Sn—Cd при 500°С.

**Фазовые переходы в Р.** (см. *Фазовые превращения, Критическое состояние*). При фазовых переходах 1-го рода (*кристаллизация, кипение, расслаивание*) изменения  $E$  и  $V$  Р. отличны от нуля. Хим. потенциалы компонентов Р. в сосуществующих равновесных фазах равны.

В жидких Р. могут наблюдаться и фазовые переходы 2-го рода, связанные с относительно резким изменением ближней упорядоченности в расположении молекул Р. (напр., среднего координационного числа молекул) [2]. В этом случае тепловые эффекты отсутствуют и объем Р. меняется непрерывно. Скачкообразно могут изменяться *теплоемкость, сжимаемость, термич. коэфф. расширения, электропроводность*, производная растворимости по темп-ре (напр., у насыщенных Р. KCl и KBr в воде при  $\sim 22^\circ\text{C}$ ).

**Электрические свойства Р.** различны для Р. неэлектролитов, электролитов (ионных Р.) и сплавов металлов. В Р. неэлектролитов свободные ионы и электроны практически отсутствуют. В электрич. поле эти Р. могут быть диэлектриками или полупроводниками. Таковы Р. углеводов, фторуглеродистых соединений, водные Р. спиртов. В Р. *электролитов* по крайней мере один из компонентов частично (Р. «слабые» электролитов) или полностью (Р. «сильных» электролитов) диссоциирован на ионы. Р. электролитов обладают ионной проводимостью, сопровождающейся хим. процессами у электродов (см. *Электролиз*). Этим они отличаются от Р. металлов и др. веществ, обладающих электронной проводимостью.

Зависимость статич. диэлектрич. проницаемости Р.  $\epsilon_s$  от  $T$ ,  $P$  и частоты колебаний электромагнитного поля в основном та же, что и для индивидуальных компонентов. Зависимость  $\epsilon_s$  от  $\phi_i$  для идеальных Р. неассоциированных жидкостей ( $\cos \phi = 0$ ) с погрешностью  $\sim 1\%$  следует ур-нию

$$\epsilon_{s \text{ ид}} = \sum_i \Phi_i \epsilon_{s_i}^0 \quad (6)$$

У Р. с положит. отклонениями от идеальности благодаря присутствию значительных мелкоструктурных флуктуаций концентрации (вследствие чего они ведут себя подобно микрогетерогенным системам) экспериментальные значения  $\epsilon_s < \epsilon_{s \text{ ид}}$ . Комплексообразование в Р. (отрицат. отклонения от идеальности) в зависимости от величин электрич. момента комплексов в одних случаях ведет к росту, а в других — к уменьшению  $\epsilon_s$  по сравнению с  $\epsilon_{s \text{ ид}}$ . Измерения  $\epsilon_s$  и диэлектрич. потерь Р. полярных молекул, выполненные в достаточно широком интервале частот, включающем область дисперсии диэлектрич. проницаемости, позволяют определять среднее время диэлектрич. релаксации полярных молекул  $\tau_D$  и средний период вращат. качаний таких молекул  $\tau_0$ . В Р., не

имеющих межмолекулярных *водородных связей* и содержащих один сорт полярных молекул,  $\tau_D$  характеризует период броуновских вращений полярных молекул в ходе их теплового движения. Согласно Дебаю, отношению  $\tau_D/\eta$ , где  $\eta$  — коэфф. вязкости Р., пропорционально объему, занимаемому одной полярной молекулой. При образовании в Р. молекулярных комплексов с отличным от нуля дипольным моментом  $\tau_D/\eta$  увеличивается. Сравнивая значения  $\tau_D/\eta$  полярных молекул в Р. и в чистом компоненте  $i$ , получают сведения о комплексообразовании в Р.

**Вязкость Р.** неэлектролитов при небольших отклонениях от идеальности приближенно следует эмпирич. ур-нию

$$\ln \eta = x_1 \ln \eta_{01} + x_2 \ln \eta_{02}, \quad (7)$$

где  $\eta_{01}$  и  $\eta_{02}$  — вязкости чистых жидкостей. Зависимость  $\eta$  от  $T$  и  $P$  в основном аналогична зависимости для чистых жидких компонентов (см. *Вязкость*). Вблизи критич. точки расслаивания Р.  $\eta$  приобретает аномально высокие значения, что согласуется с убыванием коэфф. диффузии практически до нуля [14]. Для предельно разведенных Р. сильных электролитов справедливо ур-ние

$$\eta = \eta_0 (1 + \eta_1 \sqrt{c}), \quad (8)$$

где  $\eta_0$  — эмпирич. параметр,  $\eta_1$  — ф-ция ионных подвижностей, валентностей,  $T$  и  $\epsilon_s$ ;  $\eta_1$  может быть вычислена теоретически;  $c$  — молярность растворенного вещества.

**Диффузия молекулярная  $D$**  в неидеальных Р. следует ур-нию

$$D = D_0 x_1 x_2 N (\overline{\Delta x_1})^2, \quad (9)$$

вытекающему из термодинамики *необратимых процессов*. Здесь  $(\overline{\Delta x_1})^2$  — средний квадрат термодинамич. флуктуаций концентрации в нек-ром элементе объема Р.;  $D_0$  — коэфф. диффузии идеального Р.,  $N$  — число молекул в элементе объема Р. Рост флуктуаций концентрации ведет к уменьшению  $D$ , что подтверждается измерениями в критич. области расслаивания Р. [14]. Уменьшение скорости диффузии способствует возникновению значит. флуктуаций концентрации и замедляет процесс их рассасывания. Для ионов предельно разведенного Р. сильного электролита при  $T = \text{const}$

$$D = D_0 + D_1 \sqrt{c}, \quad (10)$$

где  $D_0$  и  $D_1$  — постоянные ( $D_1$  можно рассчитать теоретически).

**Акустические свойства Р.** Скорость звука  $u$  в Р. приближенно следует ур-нию

$$u^2 = \sum_i u_{0i}^2 x_i q_i + 5.5 \cdot 10^8 Q, \quad (11)$$

где  $Q$  — уд. теплота растворения (в кал./г смеси),  $q_i = M_i / \sum_i x_i M_i$ ,  $M_i$  — молекулярный вес компонента [10]. В водных Р. зависимость  $u$  от концентрации проходит через максимум. Коэфф. поглощения звука  $\alpha$  при низких частотах в Р. неэлектролитов для  $u_{01} \sim u_{02}$  приближенно равен:

$$\alpha = \alpha_{01} \alpha_{02} u_{02} \left[ \frac{x_1}{\alpha_{02} u_{02} x_1 + \alpha_{01} u_{01} x_2} + \frac{x_2}{\alpha_{01} u_{01}} \right], \quad (12)$$

где  $\alpha_{01}$  и  $\alpha_{02}$  — коэфф. поглощения звука в индивидуальных жидкостях. Исследования зависимости  $\alpha$  от  $T$  показывают, что в критич. точке Р.  $\alpha$  проходит через максимум.

**Оптические свойства Р.** (см. *Рассеяние света, Поглощение света*). Спектры комбинационного *рассеяния света* широко применяются для качеств. и количеств. анализа состава Р.: интенсивность линий комбинационного рассеяния компонента  $i$  Р., как правило, пропорциональна числу молекул этого компонента в рассеивающем объеме и не

зависит от присутствия др. компонентов. Отклонения от этого правила наблюдаются в Р. с сильными межмолекулярными взаимодействиями (водородная связь, большие дипольные моменты молекул и т. п.), что позволяет, в частности, сделать выводы о хим. взаимодействиях в Р. Инфракрасные спектры поглощения (см. *Инфракрасная спектроскопия*) применяются для количественного молекулярного анализа Р. обычно в тех случаях, когда Р. состоят из не взаимодействующих и неассоциированных компонентов (напр., углеводородов), т. е., когда спектр Р. аддитивно складывается из спектров индивидуальных жидких компонентов. Электронные спектры поглощения (см. *Спектроскопия молекулярная*) часто применяют для исследования ионных равновесий в Р., изучения состава, концентрации и констант нестойкости *комплексных соединений*. Обработка спектрофотометрич. данных основана на применении *Бугера — Ламберта — Бера закона* и *действующих масс закона*. Для анализа состава Р. применяются также спектры *ядерного магнитного резонанса* и спектры *люминесценции*.

Рентгенографич. и нейтроннографич. методами установлено качеств. сходство структуры жидких Р. и их индивидуальных компонентов. Однако однозначная количеств. расшифровка рентгенограмм жидких Р. затруднительна даже в простейшем случае Р. одноатомных жидкостей (напр., Р. Ag в Xe). Рентгенография, нейтроннография и спектроскопия без привлечения дополнит. сведений не дают однозначных сведений о способе распределения взаимных ориентаций молекул или устойчивых молекулярных комплексов в Р. Такие выводы могут быть получены при исследовании *рэлеевского рассеяния света* в Р. (рис. 5) и

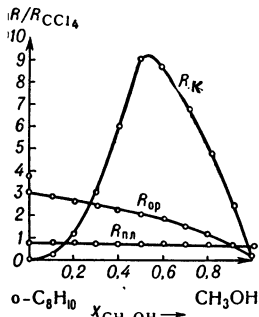


Рис. 5. Рэлеевское рассеяние света при 20° С в растворах орто-бутанола — метилового спирта, характеризующихся положит. отклонениями от идеальности. Показано соотношение коэфф. рассеяния света:  $R_K$  — на флуктуациях концентрации,  $R_{OP}$  — на флуктуациях ориентации,  $R_{PL}$  — на флуктуациях плотности. За единицу измерения принят коэфф. рассеяния света в  $CCl_4$  при 20° С. Угол между направлениями падающего и рассеянного света — 90°. Падающее излучение — *естественный свет*.

(если есть полярные молекулы) диэлектрич. свойств в широком диапазоне частот. Так, сопоставляя коэфф.  $R_{OP}$  рассеяния света на флуктуациях ориентации, определенный по экспериментальным значениям коэфф. рассеяния света и степени деполаризации рассеянного излучения, с вычисленным теоретически, можно оценить величину  $\overline{\cos^2 \phi}$  [5]. Измерения  $\epsilon_s$  полярных жидкостей и Р. дают возможность охарактеризовать величину  $\cos \phi$ .

Измерения контура деполаризованного компонента рэлеевской линии рассеяния позволяют определить среднее время  $\tau_{OP}$  релаксации броуновских вращений молекул в жидкой фазе. Величина  $\tau_{OP,i}$  для отдельных компонентов Р. может быть найдена также по данным о контуре линий спектра комбинационного рассеяния и инфракрасного спектра поглощения света в Р. При отсутствии межмолекулярных водородных связей в Р., как правило,  $\tau_{OP,i} = 1/3\tau_{Di}$ . Распределение взаимных ориентаций молекул в индивидуальных жидкостях и Р. до сих пор мало изучено. Имеющиеся данные в согласии с теорией полярных диэлектриков показывают, что в неидеальных Р. (ацетон — бензол, нитробензол —  $CCl_4$ , ацетон — нитробензол, пиридин —

бензол и др.) распределение взаимных ориентаций молекул хаотично. Ориентирующее действие дипольных сил в изотропных Р. исчезает, т. к. при усреднении по многим частицам и при отсутствии ориентирующих недипольных хим. взаимодействий влияние диполей взаимно уничтожается. Структура водных Р. при умеренных  $x_i$  представляет собой структуру воды (см. *Вода, Лед*), искаженную влиянием посторонних молекул или ионов [4]. В концентрированных Р. доминирующую роль приобретает структура растворенного вещества [9, 10].

Статистическая теория Р. показывает, что различия в свойствах неидеальных и идеальных Р. вызваны физ. свойствами молекул и межмолекулярными взаимодействиями, далеко не всегда ведущими к возникновению хим. соединений и ассоциированных комплексов. Обычно вычисляют свободную энергию  $F$ , зная  $k$ -ую, можно найти др. термодинамич. ф-ции Р.:

$$F = -kT \ln Z_N;$$

$$Z_N = \frac{1}{i! N_i!} \int \dots \int \exp \{-H(q, p)/kT\} dq dp. \quad (13)$$

Здесь  $Z_N$  — интеграл состояний,  $N = \sum_i N_i$ ;  $H(q, p)$  — гамильтониан,  $q$  и  $p$  — координаты и импульсы частиц Р. Интегрирование ведется по всем возможным значениям  $q$  и  $p$ . Обычно подбирают некую идеализованную молекулярную модель Р. и отыскивают методы расчета  $Z_N$  для этой модели. Т. к. молекулярная структура жидких Р. и взаимодействия молекул на расстояниях, сравнимых с их размерами, недостаточно изучены, а они в жидких Р. играют основную роль, то правильные выражения  $H(q, p)$  в ур-нии (13) в большинстве случаев неизвестны и применяемые для расчета  $Z_N$  модели Р. не всегда достаточно обоснованы.

Дж. Кирквудом и Ф. Баффом (J. Kirkwood, F. Buff, 1951 г.) развита теория, в принципе применимая к Р. неэлектролитов и электролитов и устанавливающая связь между термодинамич. ф-циями Р. и интегралами:  $G_{ij} = \int (g_{ij} - 1) dv$ , где  $g_{ij}$  — радиальные ф-ции распределения частиц  $i$  и  $j$ , определяющие вероятность нахождения частицы  $j$  Р. в элементе объема  $dv_j$ , если частица  $i$  находится в объеме  $dv_i$ . Имеется метод упрощения ур-ния (13) разложением  $\ln Z_N$  в ряд по т. н. групповым интегралам [Дж. Майер (J. E. Mayer), У. Мак-Миллан (W. G. Mc. Millan), 1945 г.]. Эти теории [13] способствуют выяснению связи между свойствами молекул и термодинамич. ф-циями Р., но общие методы расчета  $G_{ij}$  и групповых интегралов пока еще не разработаны.

Статистич. теория идеальных Р. основана на предположении об идентичности силовых полей молекул компонентов, так что замена молекул  $i$  на молекулы  $j$  не изменяет  $E$  и  $V$  Р. В теории неидеальных Р. электролитов широко применяются те же статистич. методы расчета [2], что и в теориях «свободного объема» *жидкостей*.

В теории строго регулярных Р. (Е. А. Гуггенгейм, 1935 г., и др.) допускается, что структура Р. подобна кристаллической, причем координационное число молекул  $z$  не зависит от концентрации Р. Учитываются лишь взаимодействия соседних молекул. В нулевом приближении:

$$F^E = N_A \omega x_1 x_2, \quad (14)$$

где  $\omega = f(T)$  — т. н. энергия взаимообмена — полуэмпирич. параметр. В двухкомпонентном Р.  $\omega$  равно изменению свободной энергии при изотермич. процессе разрушения  $z/2$  контактов между молекулами сорта 1 (т. е. 1—1) и  $z/2$  контактов молекул сорта 2 с образованием  $z$  контактов 1—2. Установление связи между  $\omega$  и свойствами молекул позволило найти ряд количеств. соотношений между свойствами молекул и термодинамич. свойствами Р. [2, 10, 14]. Напр., для Р. полярных молекул, близких по размерам:

$$\frac{F^E}{N_A kT} = 9,2 \cdot 10^{-2z} \left[ \frac{N_A (P_1^2 - P_2^2)}{V kT} \right]^2 x_1 x_2, \quad (15)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  — электр. моменты молекул компонентов,  $N_A$  — *Авогадро число*. Ур-ние (15) показывает, что при отсутствии хим. взаимодействий Р. имеют тем больше положит. отклонение от идеальности ( $F^E > 0$ ), чем больше абс. величина разности значений  $P_i^2/V$ , где  $V$  — объем, занимаемый в среднем одной молекулой. Было установлено и теоретически обосновано правило Семенчик, связывающее *растворимость* с диэлектрич. проницаемостью растворителя, правило подобия термодинамич. свойств разведенных Р. компонента  $A$  в  $B$  и  $B$  в  $A$  и ряд др. важных закономерностей [2]. Теорией свободного объема успешно объяснены изменения  $V$ , наблюдаемые при смешении неполярных веществ, близких по структуре и форме молекул: циклогексан — бензол, тетраметилметан —



КС1, и др. Гомеодинамные ионные Р. (напр., жидкие сплавы КС1 — NaCl, нек-рые шлаки) можно приближенно рассматривать методами, применяемыми в статистич. теории Р. не-электролитов.

В теории Р. сильных электролитов (гетеродинамные ионные Р.) [П. Дебай, Е. Хюккель, 1923 г.; 1, 5, 6, 8, 14] допускается, что сферич. ионы диаметра  $a$  не способны к поляризации и распределены в непрерывной среде (растворитель) с диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon$ . Молекулярное строение растворителя и специфика его взаимодействия с ионами не учитывается. Вводится понятие об ионной атмосфере, характеризующее эффективное распределение заряда вокруг каждого иона. Полный заряд ионов, окружающих к.-л. ион  $i$ , согласно условию электронейтральности Р., равен по величине и противоположен по знаку заряду иона  $i$ . Среднее размещение ионов вокруг иона  $i$  можно описать радиальной ф-цией распределения ионов. Наиболее удовлетворительна эта модель для очень разведенных Р. сильных электролитов в растворителях с высокой  $\epsilon$ . Количество совпадение теории Дебая — Хюккеля с опытом обычно достигается подбором значений параметра  $a$ ; для водных Р. это совпадение наблюдается при  $a \approx 0,03 \text{ моль/л}$ , а для неводных Р. при еще меньших концентрациях. Термодинамич. свойства разведенных Р. нейтральных молекул в ионных средах подчиняются тем же законам, что и свойства разведенных Р. электролитов в не-электролитах [2].

Попытки построения теории концентрированных Р. электролитов с помощью в основном той же модели не привели к полному решению проблемы. Совпадение с опытом для водных Р. сильных электролитов наблюдается при  $x \lesssim 0,5 \text{ моль/л}$ . Для нек-рых солей подбираемые значения диаметра ионов иногда получаются близкими к кристаллографическим [12] (подробнее см. *Электролиты*).

Лит.: 1) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945; 2) Шахпаронов М. И., Введение в молекулярную теорию растворов, М., 1956; 3) Кирлилин В. А., Шейнлин А. Е., Термодинамика растворов, М.—Л., 1956; 4) Самойлов О. Я., Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов, М., 1957; 5) Шахпаронов М. И., Методы исследования теплового движения молекул и строения жидкостей, М., 1963; 6) Робинсон Р., Стокс Р., Растворы электролитов, пер. с англ., М., 1963; 7) Харнед Г., Оуэн Б., Физическая химия растворов электролитов, пер. с англ., М., 1952; 8) Кричевский И. Р., Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях, 2 изд., М.—Л., 1952; 9) Измайлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959; 10) Термодинамика и строение растворов. Труды совещания (27—30 янв. 1958 г.), М., 1959; 11) Критические явления и флюктуации в растворах. Труды совещания (январь 1960 г.), М., 1960; 12) Новые проблемы современной электрохимии. Сборник, пер. с англ., М., 1962; 13) Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 14) Hildebrand J. H., Scott R. L., The solubility of nonelectrolytes, 3 ed., N. Y., 1950; 15) Falkenhagen H., Elektrolyte, 2 Aufl., Jp.z., 1953; 16) Timmermans J., The physico-chemical constants of binary systems in concentrated solutions, v. 1—4, N. Y.—L., 1959—61. М. И. Шахпаронов.

**РАСТВОРЫ полимеров.** Полимеры растворяются в низкомолекулярных жидкостях, образуя истинные Р. Будучи термодинамически равновесными системами, эти Р. обладают своеобразными свойствами:

отклонением от идеальности и рядом гидродинамич. аномалий, связанных в первую очередь с т. н. неньютоновым течением (см. *Реология*).

Особенности Р. полимеров обусловлены большими размерами *макромолекул* и их цепной структурой. Однако свойства макромолекул проявляются по-разному в различных диапазонах концентрации. В

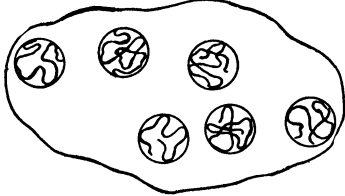


Рис. 1. Схема разбавленного раствора полимера. Макромолекулы занимают несообщающиеся координац. сферы. Расчет конфигурац. энтропии внутри каждой сферы производится так же, как для модели квазирешетки (рис. 2) с равномерным заполнением ячеек сегментами.

разбавленных Р. макромолекулы занимают несообщающиеся элементы объема («координационные сферы»; рис. 1); постоянные контакты между ними отсутствуют; если макромолекулы не структурированы и имеют форму клубка, то концентрация собственно полимера в координац. сфере 1—0,1%. В концентрированных Р., напротив, индивидуальность отдельных макромолекул подавлена; они в известной

мере перепутаны, находятся в постоянных контактах друг с другом, и координац. сфера произвольно выбранной макромолекулы содержит звенья соседних макромолекул. Реальная граница между концентриров. и разбавл. Р. зависит от формы и среднестатистич. размеров макромолекул и определяется величиной  $1/[\eta]$  [1], где  $[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} (\eta - \eta_0)/\eta c$  — т. н. ха-

рактеристич. вязкость ( $\eta$  и  $\eta_0$  — вязкость Р. и растворителя,  $c$  — концентрация, обычно в г/мл).

Характер информации, получаемой при изучении термодинамич., оптич. и гидродинамич. свойств разбавл. и концентриров. Р. полимеров, существенно различен. В 1-м случае удается изучить преимущественно макромолекулярные характеристики или конформац. свойства (геометрич. размеры, молекулярный вес, форму, жесткость и т. п.) отдельных молекул. Исследования концентриров. Р., где отдельные макромолекулы в значит. мере обезличены, позволяют судить о взаимодействиях и структуре Р. в целом, а также о характере организации макромолекул в структурные единицы высших порядков.

**Термодинамические свойства.** Неидеальность Р. полимеров ярче всего проявляется в отклонениях от законов Рауля и Вант-Гоффа. Причина этих отклонений может быть понята как при детальном статистич. анализе процесса растворения, так и на основании представления об исключенном объеме.

Растворение происходит в неск. стадий. Вначале растворитель диффундирует внутрь полимера. На нек-ром этапе этого процесса все макромолекулы поглощают достаточное количество растворителя, и взаимодействие с ним начинает доминировать над силами когезии. Каждая из макромолекул приобретает относ. свободу изменения конформации и изменения своего положения в пространстве, занятом полимером и растворителем. Внутр. структура макромолекул и их геометрич. размеры предопределяют при этом общее изменение энтропии в системе  $\Delta S$ , к-рое оказывается очень большим, что и определяет отклонения от идеальности. Физ. причина этих отклонений сводится в основном к тому, что молекулы растворителя вследствие гибкости макромолекул могут расположиться в Р. полимера значительно большим числом различных способов, чем в смеси низкомолекулярных веществ. Анализ выражения для  $\Delta S$  и для свободной энергии смещения  $\Delta F = \Delta H - T\Delta S$  (где  $\Delta H$  — энтальпия,  $T$  — темп-ра) позволяет количественно выявить отличия Р. полимеров от Р. низкомолекулярных веществ. При таком рассмотрении расчет производится для умеренно концентриров. Р. и вклады отдельных макромолекул в термодинамич. ф-ции в явном виде не предсказываются. Непосредств. определение термодинамич. гибкости, т. е. длины сегмента макромолекулы, из термодинамич. свойств Р. полимера невозможно, т. к. число конформаций макромолекулы в Р. практически не отличается от числа ее конформаций в блоке аморфного полимера.

Представление об исключенном объеме приложимо к уже «готовому» весьма разбавл. Р., имеющему структуру рис. 1. Грубо говоря, объем, занятый одним клубком, недоступен для др. клубков, хотя собств. концентрация полимера в координац. сфере весьма мала. Чем сильнее термодинамич. взаимодействие с растворителем (чем больше «сродство»), тем сильнее набухает макромолекула (см. *Осмотическое давление, Осмос*) и тем, следовательно, больше оказывается исключенный объем. Иными словами, для расчета эффективной концентрации полимера, определяющей величину осмотич. давления  $\pi$ , из реального объема системы следует вычитать исключенный объем (в этом смысле существует нек-рая формальная аналогия с ур-нием Ван-дер-Ваальса; по поводу истинного смысла такой аналогии

см. Осмотическое давление). С учетом попарных, тройных и т. д. взаимодействий макромолекул ур-ние Вант-Гоффа принимает вид

$$\pi/c = RT (1/M + A_2c + A_3c^2 + \dots), \quad (1)$$

где  $M$  — молекулярный вес полимера,  $A_2, A_3, \dots$  — т. н. вириальные коэфф. При достаточно больших разбавлениях для характеристики отклонений системы от идеальности обычно бывает достаточно ограничиться 2-м вириальным коэфф.  $A_2$ .

При количеств. расчетах также бывает удобнее начинать с умеренно концентриров. Р. Расчет  $\Delta F$  впервые произвели Флори и Хаггинс [2], исходя из представления Р. в виде квазирешетки, ячейки к-рой могут заполняться либо молекулами растворителя, либо равными им по размерам «сегментами» (в отдельных случаях — звеньями) цепной макромолекулы.

В принципе рассматриваемая модель допускает равномерное заполнение квазирешетки сегментами различных макромолекул, к-рые сохраняют конформацию клубка, но равномерно переплетены друг с другом (рис. 2). Особенность ситуации по сравнению со смешением двух простых жидкостей состоит в том, что выбор ячейки для помещения  $(n + 1)$ -го сегмента данной цепи (к-рой во всех прочих отношениях вполне идентичен молекулам растворителя) зависит от расположения

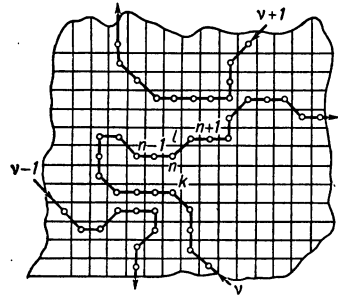


Рис. 2. Схема участка двухмерной квазирешетки. При расчете конфигурац. энтропии системы следует определить число возможных способов размещения  $N$  молекул, каждая из к-рых состоит из  $x$  сегментов, в 2 ячейках псевдорешетки. Практически рассчитывается число способов размещения нек-рого сегмента  $n$   $v$ -й молекулы. Положение звена из-за невозможности занятия одной и той же ячейки дважды зависит от положений всех предшествующих цепей, а также от положения предшествующих звеньев данной цепи. В частности, при расчете следует опенить вероятность занятости смежных ячеек  $k$  и  $l$  (на рис. изображены только 2; на самом деле их количество определяется координат. числом псевдорешетки 2) «своими» и «чужими» сегментами.

$n$ -го и вообще всех предшествующих сегментов, т. е. от реальной конформации цепи. Поэтому при расчете  $\Delta S$  должны быть приняты во внимание все допустимые (т. е. не связанные с суперпозицией сегментов) конформации цепи; довольно громоздкий расчет показывает, что, в отличие от выражения для простых бинарных жидкостей:  $\Delta S = -k (n_1 \ln N_1 + n_2 \ln N_2)$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — числа молекул растворителя и полимера, а  $N_1$  и  $N_2$  — соответствующие молярные доли, теперь  $\Delta S = -k (n_1 \ln v_1 + n_2 \ln v_2)$ , где  $v_1$  и  $v_2$  — соответствующие объемные доли.

Теплота смешения может быть выражена через среднее число  $P_{12}$  и энергию  $\Delta w_{12}$  контактов полимер — растворитель:  $\Delta H = \Delta w_{12} P_{12}$ . Т. к.  $P_{12}$  зависит от координат. числа  $z$  квазирешетки, для к-рого не может быть написано общее выражение, Флори и Хаггинс ввели полуэмпирич. параметр  $\chi_1$ , характеризующий избыточную энергию взаимодействия в Р., приходящуюся на 1 молекулу растворителя ( $kT\chi_1$  — разность энергий молекулы растворителя, погруженной в чистый полимер и чистый растворитель). Т. о.,

$$\Delta H = kT\chi_1 n_1 v_2. \quad (2)$$

Понижение хим. потенциала  $\Delta\mu_1$  растворителя при растворении в нем полимера с объемной долей  $v_2$  (при малых  $v_2$ ):

$$\Delta\mu_1 = \mu_1^0 - \mu_1 = -RT [(1/2 - \chi_1) v_2^2 - v_2^3/3 + \dots]. \quad (3)$$

Т. к.  $\kappa = -\Delta\mu_1/V_1$ , где  $V_1$  — молярный объем растворителя, то

$$\pi/c = RT [1/M - (\bar{v}^2/V_1) (1/2 - \chi_1) c + (\bar{v}^3/3V_1) c^2 + \dots]. \quad (4)$$

Сравнивая (4) с (1), найдем связь между  $\chi_1$  и  $A_2$ . Вириальные коэфф., а значит и параметр  $\chi_1$  могут быть определены любым термодинамич. методом измерения  $M$  полимеров, в частности по рассеянию света или седиментационному равновесию. Однако, т. к. полимеры полидисперсны, а расчет  $M$  при разных методах определения связан с различным характером усреднения, значения  $A_2$ , полученные разными методами, могут не совпадать.

Ур-ние (4) не устанавливает связи между  $A_2$  и макромолекулярными свойствами полимера и характеризует вклад энтропии смешения во взаимодействия только постоянной величиной  $1/2$  (появившейся при разложении  $\Delta\mu_1$  в ряд по степеням  $v_2$ ), к-рая, естественно, нечувствительна к особенностям конкретной системы полимер — растворитель. Это обусловлено несоответствием модели равномерно заполненной квазирешетки реальной структуре разбавленного Р.

Исключенный объем и макромолекулярные характеристики могут быть введены в рассмотрение, если вместо выражения (2) ввести раздельные энтропийный  $\psi_1$  и тепловой  $k_1$  параметры взаимодействия:  $1/2 - \chi_1 = \psi_1 - k_1$ . Эти параметры характеризуют, соответственно, изменение энтропии и энтальпии молекул растворителя в результате смещения его с полимером:

$$\Delta S_1 = R\psi_1 v_2^2; \quad \Delta H_1 = RT k_1 v_2^2. \quad (5)$$

Подобная детализация позволяет в явной форме рассчитать исключенный объем (сам расчет сложен и здесь опущен) и исследовать его зависимость от параметров  $\psi_1, k_1$  и  $M$ . При этом удастся найти для каждой системы полимер — растворитель нек-рую темп-ру (т. н.  $\theta$ -температуру), при к-рой исключенный объем и, соответственно,  $A_2$  обращаются в нуль, и Р. приобретает квазидеальный характер (в действительности исчезновение исключенного объема означает, что взаимодействия полимер — полимер и полимер — растворитель взаимно компенсируют друг друга).

Для больших разбавлений  $\Delta\mu_1 \approx -RT (\psi_1 - k_1) v_2^2 = -RT\psi_1 (1 - \theta/T) v_2^2$ , где  $\theta = k_1 T / \psi_1 = \Delta H_1 / \Delta S_1$ . При  $T = \theta$  теплота смещения полностью компенсируется возрастанием конфигурационной энтропии. На опыте  $\theta$ -точка обычно достигается не понижением температуры (что не всегда возможно), а выбором состава смеси растворитель — осадитель. При  $T = \theta$  отдельные макромолекулы также приобретают квазидеальные свойства. Это означает, что их статистич. размеры возрастают пропорционально  $\sqrt{VP}$ , где  $P$  — степень полимеризации (см. *Макромолекула*). При  $T > \theta$  эффект исключенного объема имеет место и внутри клубка, в результате чего средний квадрат расстояния между концами клубка  $\langle h^2 \rangle = b^2 PV$ , или  $\langle h^2 \rangle^{1/2} = \langle h_0^2 \rangle^{1/2} a$ , где  $b$  — эффективная длина звена, а  $a > 1$ . Параметр  $a$  характеризует набухание клубков в хороших растворителях. Как и  $A_2$ ,  $a$  можно выразить через  $\psi_1$  и  $\theta$ -темп-ру:  $a^2 - a^3 = 2C_M \psi_1 (1 - \theta/T) M^{1/2}$ ,  $C_M$  — универсальный множитель, связывающий невозмущенные размеры с  $M$ . Приближенное решение ур-ния можно представить в форме  $a \sim M^\epsilon$ , где  $\epsilon$  — малый параметр порядка 0,1. Для неидеального Р.

$$\langle h^2 \rangle^{1/2} = bP^{1/2} + \epsilon \quad (1/2 + \epsilon = \nu/2). \quad (6)$$

Параметр  $a$  можно определить прямыми измерениями размеров макромолекул в  $\theta$ -растворителе и хороших растворителях или на основе гидродинамич. измерений; невозможные размеры в различных (в особенности смешанных)  $\theta$ -растворителях могут не совпадать.

Поскольку параметр  $a$  зависит от  $M$ , можно, в принципе, вывести в явной форме зависимость от  $M$  исключенного объема и  $A_2$ . Теория, предсказывающая прил. гиперболич. убывание  $A_2$  с возрастанием  $M$ , удовлетворительно согласуется с опытом [3].

С известными оговорками сказанное можно перенести и на термодинамич. свойства Р. жестких частиц с устойчивой формой. Принцип исключенного объема действует и в этом случае, т. к. при макс. сближении неск. макромолекул всегда существует некий объем, недоступный для них, но доступный для растворителя; он тем больше, чем больше размеры макромолекул.

Фазовое равновесие. В предположении, что каждый сегмент цепной макромолекулы может обмениваться в квазирешетке местами с  $\beta$ -молекулами растворителя, выражение (3) может быть переписано в форме [2]:

$$\Delta\mu_1 = (RT/\beta) [\ln(1 - v_2) + (1 - 1/x) v_2 + K v_2^2/2], \quad (7)$$

где  $x$  — число сегментов в цепи, а параметр  $K = (2\beta B/RT) \bar{v}_1$  характеризует энергию взаимодействия полимера с растворителем и определяется на основе теории Гильдебранда для регулярных Р. ( $\bar{v}_1$  — парц. объем растворителя); в свою очередь, параметр Гильдебранда  $B = [(\Delta E_1^0/\bar{v}_1)^{1/2} - (\Delta E_2^0/\bar{v}_2)^{1/2}]^2$ ,

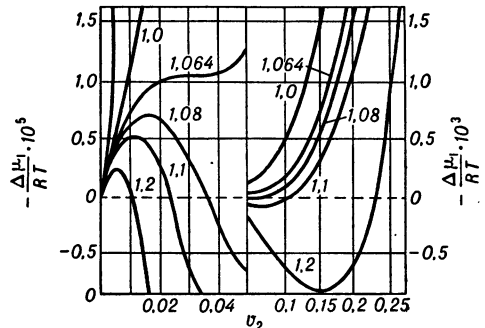


Рис. 3. Изменение хим. потенциала  $\Delta\mu_1$  растворителя при растворении в нем полимера с объемной долей  $v_2$ . Числа у кривых — величины параметра  $K$ .

где  $\Delta E_1^0$  и  $\Delta E_2^0$  — молярные энергии испарения компонентов бинарной смеси; разумеется, для полимеров  $\Delta E_2^0$  — в известной мере фиктивная величина. Изменение парц. молярной энтальпии растворителя при растворении полимера с объемной долей  $v_2$  [ср. с (5)]  $\Delta \bar{H}_1 = V_1 v_2^2$ . При  $K \neq 0$  величина  $\Delta \mu_1$  в (7) при изменении  $v_2$  от 0 до 1 проходит через максимум и минимум (рис. 3). При экстремальных значениях  $v_2$  Р. расслаивается на 2 фазы. Как видно из рис. 3, соответствующие фазовые диаграммы крайне асимметричны. Критич. значения  $K$  и  $v_2$  зависят от числа сегментов в цепи  $x$  (или степени полимеризации):  $K_k = (1 + x^{1/2})^2/x$ ;  $v_{2k} = 1/(1 + x^{1/2})$ . Именно из последнего ур-ния видно, что асимметрия фазовых диаграмм нарастает с увеличением  $M$ . Анализ состава фаз показывает, что, если полимер полидисперсен, более концентрированная фаза (иногда говорят о гель- или коацерватной фазе) обогащена тяжелыми макромолекулами. На этом основано фракционирование полимеров, при к-ром критич. условия смещения изменяются добавлением осадителя или понижением темп-ры. Достаточная избирательность фракционирования достигается лишь при больших разбавлениях.

**Оптические свойства.** Измерение *рассеяния света* и *двойного лучепреломления в потоке* позволяет получить важную информацию о размерах, молекулярном весе, полидисперсности, форме и жесткости макромолекул. Применительно к сополимерам метод рассеяния света дает возможность также определить их средний состав и неоднородность состава. Динамич. двойное лучепреломление в потоке и определение деполяризации рассеянного света позволяют также оценить собств. анизотропию макромолекул [3, 4].

**Электрические свойства.** Здесь следует упомянуть электрич. двулучепреломление (эффект Керра), возникающее при ориентации жестких макромолекул с постоянными дипольными моментами  $p$  в направлении внешнего электрич. поля. По величине этого эффекта может быть измерен  $p$ ; сведения о форме макромолекул (через коэфф. вращения, диффузии) можно получить при измерениях затухания эффекта Керра в пульсирующем поле. Прямые определения  $p$  и размеров макромолекул возможны и непосредственно диэлектрич. методами; в частности, измеряя диэлектрич. потери, можно определить релаксац. спектры и из них вычислить распределение длин стержневидных частиц [3].

**Гидродинамические свойства** (предельно разбавленных Р.). Различают статич. и динамич. методы исследования. В статических методах форма или ориентация макромолекул не подвергается воздействию со стороны внешних сил. Эти методы (см. *Седиментация*, *Диффузия*, *Вискозиметрия*) основаны на том, что выражения для соответствующих гидродинамич. коэффициентов включают размеры макромолекул, определяемые ф-лой (6). На основании этой ф-лы константы седиментации и диффузии и характеристич. вязкость могут быть также проградированы по молекулярному весу, так что статич. методы могут дать в целом ту же информацию, что и рассеяние света. Динамические методы позволяют непосредственно определить форму и жесткость макромолекул, к-рые подвергаются в этом случае ориентирующему и (одновременно) деформирующему воздействию гидродинамич. поля. Определяемая характеристика ( $[\eta]$  или то же двойное лучепреломление) измеряется теперь в ф-ции от градиента скорости  $g$  или напряжения сдвига  $\tau$ . Вследствие ориентации  $[\eta]$  убывает с  $g$ , стремясь к нек-рому асимптотич. значению. Для жестких квазиплоских частиц теория градиентной зависимости  $[\eta]$  развита столь же строго, как теория двойного лучепреломления, и позволяет определить степень асимметрии молекул; теории для гибких цепных макромолекул лишь качественно предсказывают наблюдаемые эффекты, связывая их с анизотропией тензора гидродинамич. взаимодействий и анизотропным разматыванием клубков в потоке [3].

**Морфология и реология концентрированных Р.** Модель равномерно заполненной квазирешетки соответствует умеренно концентриров. Р. Струк-

туру такого Р. можно представить в виде флуктуационной аморфной сетки с ограниченным временем жизни контактов; цепочки более или менее сохраняют при этом конформацию клубка, но в какой-то мере переплетены и обезличены. По мере увеличения концентрации ограничение подвижности сегментов в результате помех, создаваемых соседями, приводит к постепенному сокращению числа разрешенных конфигураций и частичному распрямлению клубков [5, 6]. Точечные контакты могут при этом перерастать в образование параллельно или почти параллельно упакованных агрегатов молекул, или пачек, к-рые можно рассматривать как зародыш кристаллич. фазы. Чем больше жесткость цепи, тем более вероятно образование первичной пачки (подробнее см. *Полимеры*, *на д-м о л е к у л я р н а я* *с т р у к т у р а*).

Если более или менее упорядоченные структуры в Р. поддаются прямому наблюдению, то о сетках или первичных пачках можно судить лишь на основании реологич. поведения концентриров. Р. Нек-рую информацию о взаимодействиях, приводящих к структурированию того или иного типа, можно получить и при больших разбавлениях, исследуя концентрационную зависимость гидродинамич. коэфф. Напр., о появлении флуктуационных сеток можно судить, измеряя т. н. *структурную вязкость*. Непосредственно измеряется при этом приведенная вязкость, связанная с  $[\eta]$  соотношением Хаггинса.  $(\eta - \eta_0)/\eta_0 c = [\eta] + k'[\eta]^2 c$ . Коэфф.  $k'$  характеризует взаимодействия макромолекул и может зависеть от  $g$ , исчезающая при больших напряжениях сдвига  $\tau$ . Это падение  $k'$  с ростом  $\tau$  отражает разрушение флуктуац. сеток под действием гидродинамич. поля. С повышением концентрации эффект сеток проявляется все сильнее, придавая Р. релаксац. свойства, присущие каучукоподобному поведению [10]. Р. продолжает оставаться истинным, но в зависимости от скорости приложения и величины  $\tau$  он в большей или меньшей степени проявляет свойства упруго-вязкой, или неньютоновой, жидкости (см. *Реология*). О степени структурирования, т. е. о прочности флуктуационных сеток или пачек, можно судить при этом по характеру кривых течения (зависимость эффективной вязкости  $\eta$  от  $g$  или  $\tau$  или зависимость  $g$  от  $\tau$ ) или по значениям энергии активации вязкого течения. Наличие особых точек на кривых течения можно связывать с разрушением тех или иных типов надмолекулярных структур в Р. С разрушением сетчатых структур и падением  $\eta$  при возрастающих  $\tau$  связывают явления *тиксотропии*. В нек-рых системах наблюдается обратный эффект: возрастание  $\eta$  с  $\tau$  вплоть до выпадения полимера в осадок [11]. По-видимому, эта «анти tiksотропия» сопряжена с ориентацией и деформацией макромолекул, в результате к-рых резко возрастает эффективная поверхность контакта соседних цепей. В отдельных случаях (образование натурального шелка или паутины) анти tiksотропия связана с переходом линейно-кристаллич. макромолекул из одной модификации в другую [12]. Тиксотропия и анти tiksотропия по-разному проявляются при различных типах течения (капиллярное, куэтовское и т. д.) и могут вызываться различными молекулярными и надмолекулярными механизмами; форма и внутр. структура макромолекул играют при этом решающую роль. Важны, хотя и не всегда понимаемые, проявления анти tiksотропии в технике являются процессы образования синтетич. волокон при формировании «мокрых» и «сухих» способами [13]. В этом случае возникновение анти tiksотропии обусловлено спецификой воздействия продольного (растягивающего) гидродинамич. поля.

Лит.: 1) Debye P., «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, № 10, p. 636; 2) Flory P. J., Principles of polymer chemistry, N. Y., 1953; 3) Цветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель

С. Я., Структура макромолекул в растворах, (в печ.); 4) Волькенштейн М. В., Конфигурационная статистика полимерных цепей, М.—Л., 1959; 5) Каргин В. А., Современные проблемы науки о полимерах, М., 1962; 6) Flory P. J., «J. Amer. Chem. Soc.», 1962, т. 84, № 15, p. 2857; 7) его же, «J. Polymer Sci.», 1961, v. 49, № 151, p. 105; 8) Harrington W. F., Hippel P. H. von, «Arch. Biochem. Biophys.», 1961, v. 92, № 1, p. 100; 9) Sadron Ch., «Angew. Chem.», 1963, Jg. 75, № 11, S. 472; 10) Реология. Теория и приложения, под ред. Ф. Эйриха, пер. с англ., М., 1962, гл. 11, 12; 11) Зубов П. И., Липатов Ю. С., Каневская Е. А., «ДАН СССР», 1961, т. 141, № 2, с. 387; Joly M., «Disc. Faraday Soc.», 1958, № 25, p. 150; 12) Френкель С. Я., Некоторые проблемы статистики и морфологии полимеров, Л., 1963 (Докт. дисс.), гл. 10; Bamford C. H. [a. o.], Synthetic polypeptides, N. Y., 1956; 13) Thiele H., Lamp H., «Kolloid Z.», 1960, Bd 173, H. 1, S. 63. С. Я. Френкель.

**РАСТВОРЫ ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ** — см. *Растворы полимеров*.

**РАСТВОРЫ ГАЗОВЫЕ** — растворы газов, жидкости и твердых тел в газах. Растворы газов в газах часто наз. *газовыми смесями*.

Величина давления пара над жидкостью или твердым телом зависит от природы вещества и его темп-ры. Если вещество находится в открытом сосуде в соприкосновении с воздухом, а давление его пара меньше атмосферного, то над этим веществом находится не чистый пар, а его Р. г. в воздухе. При давлениях, близких к атмосферному, количество пара, насыщающего данный объем, практически не зависит от природы газа и его давления, а молярная доля растворенного вещества в газовой фазе  $N_2 = p_2^0/P$ , где  $p_2^0$  — давление пара этого вещества при данной темп-ре,  $P$  — общее давление (*Дальтона закон*).

Образование Р. г., как правило, сопровождается изменением объема и тепловым эффектом, т. е. явлениями, характерными и для жидких растворов. Это становится особенно заметным при высоких  $P$ , когда плотность газа уже сравнима с плотностью жидкости. Так, увеличение объема смеси этилена и гелия по сравнению с объемом смеси, рассчитанным по объемам чистых газов при 100 ат и 18° С, достигает 25%.

Растворимость веществ в сжатых газах достигает значит. величин. Так, в нормальном м<sup>3</sup> этилена при 2000 ат растворяется до 3 кг смазочного масла. Азот при 100° С и 1000 ат растворяет 10 мол. % бензола, а этилен при 50° С и 240 ат — до 17 мол. % нафталина. Водяной пар при давлениях и темп-рах, превышающих его критич. параметры, растворяет значит. количества солей, что приводит к образованию твердых отложений на лопатках паровых турбин. Аналогичные процессы растворения в водяном паре были, по-видимому, причиной возникновения горных пород, содержащих Zn, W, Cu, Mo и др. Большие количества жидких углеводородов растворяются в сжатом природном газе, находящемся в соприкосновении с нефтью на значит. глубинах. Растворимость кварца в водяном паре, насыщенном нек-рыми солями, пользуются для выращивания кристаллов кварца весом в несколько кг. Аналогичным методом синтезируют нек-рые минералы (гидротермальный синтез). Предложен метод разделения жидких смесей, основанный на различной растворимости фракций жидкой смеси в сжатых газах.

Растворение веществ в сжатых газах связано с взаимодействием молекул растворителя и растворенного вещества и принципиально не отличается от растворения в жидкости. Молекулярное взаимодействие проявляется наиболее отчетливо при высоких  $P$ , когда велика плотность Р. г. Так как плотность Р. г. зависит от  $P$  сильнее, чем плотность жидкости, то картина межмолекулярного взаимодействия в Р. г. значительно сложнее, чем в жидком растворе; сложна и форма кривой растворимости вещества в газе. Кривая (напр., в координатах  $P - N_2$ ) начинается при давлении, равном давлению насыщенного пара этого ве-

щества, когда в газе находится только растворенное вещество ( $N_2 = 1$ ). При увеличении  $P$  (при нагнетании в объем 1-го компонента — газа) количество газа в объеме возрастает, а количество растворенного вещества (в 1-м приближении, при низких  $P$ ) остается постоянным. Поэтому  $N_2$  с ростом  $P$  сначала падает (рис. 1). Такое положение соответствует закону Дальтона, однако оно сохраняется до сравнительно небольших  $P$ . Далее в растворе начинают заметную роль играть взаимодействия между молекулами компонентов. Кроме того, с увеличением  $P$  усиливается «бомбардировка» поверхности жидкости или твердого тела молекулами газа. Это приводит к тому, что больше молекул конденсированной фазы приобретает энергию, достаточную, чтобы вылететь в газовую фазу. Количество 2-го компонента в Р. г. возрастает, пока не установится состояние равновесия. В результате падение  $N_2$  с ростом  $P$  оказывается меньшим, чем это следует по закону Дальтона. Кривая растворимости изгибается, растворимость достигает минимума и может вновь начать расти.

У нек-рых систем  $N_2$  достигает величины, равной количеству этого компонента в жидком растворе, напр. при растворении газа в жидкости. В этом случае состав газовой и жидкой фаз системы становится одинаковым, кривая растворимости жидкости в газе после прохождения минимума сливается с кривой растворимости газа в жидкости и в системе наблюдаются критич. явления, т. е. жидкость и газ при  $P$ , больших, чем давление критич. точки смеси, смешиваются во всех отношениях (рис. 2). В др. случаях кривая достигает максимума, после чего  $N_2$  вновь начинает уменьшаться, а при очень высоких  $P$  уже мало зависит от давления. Наличие максимума и минимума растворимости и сложный ход кривой объясняются различным изменением с  $P$  парциального мольного объема  $v_2^0$  растворенного в газе вещества и его мольного объема  $v_2^0$  в конденсированной фазе.

При низких  $P$  имеем  $\bar{v}_2 > v_2^0$ . Однако с увеличением давления  $\bar{v}_2$  уменьшается быстрее, чем  $v_2^0$ , к-рый при этих  $P$  можно считать постоянным. При нек-ром  $P$  (различном для разных систем) эти объемы делаются равными, а растворимость достигает минимума. По мере дальнейшего роста  $P$  объем  $\bar{v}_2$  становится меньше  $v_2^0$  и растворимость вещества в газе начинает расти с  $P$ . Чем выше  $P$ , тем заметнее проявление сил отталкивания в молекулярном взаимодействии Р. г., и  $\bar{v}_2$  может начать расти вместе с  $P$ . Одновременно уже нельзя пренебрегать уменьшением  $v_2^0$ . При каком-то  $P$  вновь может оказаться, что  $\bar{v}_2 = v_2^0$  и растворимость вещества в газе достигнет максимума. При еще больших  $P$  плотность Р. г. приближается к плотности жидкости, и изменение объемов мало отличается друг от друга. Растворимость в этом случае почти не зависит от  $P$ .

Давление при минимуме растворимости тем меньше, чем больше  $v_2^0$ , и зависит также от природы газа-растворителя. Происхождение минимума и максимума растворимости вещества в газе становится понятным при рассмотрении общей картины фазовых равновесий в двойной системе, построение к-рой стало возможным после обнаружения явления взаимной ограниченной растворимости газов или расслоения газовых смесей. Два смешанных при атм. давлении газа, обладающих ограниченной растворимостью, расслаиваются при высоком  $P$  и темп-ре, превышающей их критич. темп-ры, на два слоя, в одном из к-рых преобладает менее летучий компонент, а в другом — более летучий. Два образовавшихся Р. г. разделены поверхностью раздела; между ними существует поверхностное натяжение и может наблюдаться баротропное явление, т. е. перемена местами верхней и нижней фаз при изменении  $P$ .

Существует два типа равновесия газ-газ, различаемых по ходу критич. кривых. Кривая 1-го типа (в координатах  $P - T$ ),

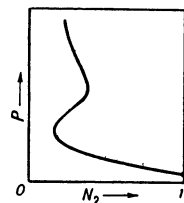


Рис. 1. Кривая растворимости веществ в сжатых газах.

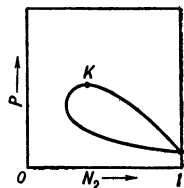


Рис. 2. Фазовые равновесия в системах жидкость-газ.

отходящая от критич. точки менее летучего компонента, направляется в сторону темп-р более высоких, чем критич. темп-ра этого компонента. Кривая 2-го типа сначала направляется в сторону низких значений  $T$ , проходит через минимум (находящийся при  $T$  меньшей, чем критич. темп-ра менее летучего компонента), а далее направляется в сторону высоких  $T$ . Эта точка минимума, или т. н. двойная гомогенная точка, является центральной точкой диаграммы фазовых равновесий для систем, имеющих 2-й тип критич. кривой. На рис. 3 в координатах  $P-N_2$  изображены кривые растворимости жидкости в газе (левые кривые  $T_2$  и  $T_3$  с минимумами растворимости  $R_2, R_3$  и максимумами  $S_2$  и  $S_3$ ), кривые растворимости газа в жидкости (правые кривые  $T_2$  и  $T_3$  с максимумами растворимости газа в жидкости  $S_2$  и  $S_3$ ), кривые равновесия газ-газ (верхние кривые  $T_0$  и  $T_1$ ) и кривые равновесия жидкость-газ (нижние замкнутые петли). В двойной гомогенной точке  $D$  происходит слияние кривых равновесия газ-газ и жидкость-газ. Отсюда и появляются максимумы растворимости жидкости в газе и газа в жидкости. При снижении температуры ниже темп-ры точки  $D$  происходит замыкание петель равновесий жидкости-газ и газ-газ так, что образуются две ветви кривых  $T_2$  с точками возврата  $S_2$  и  $S_2'$ . Эти точки возврата, образовавшиеся из точки  $D$ , далее при последующем снижении темп-ры и превращаются в максимумы растворимости жидкости в газе и газа в жидкости. При увеличении темп-ры выше точки  $D$  критич. давление равновесия газ-газ растет, а равновесия жидкость-газ падает. Петли равновесия жидкость-газ занимают все меньшую область составов, пока не стягиваются в критич. точку менее летучего компонента. Обнаружено 18 систем, содержащих преимущественно гелий, аммиак, двуокиси серы, воду и др. газы, в к-рых наблюдается равновесие газ-газ.

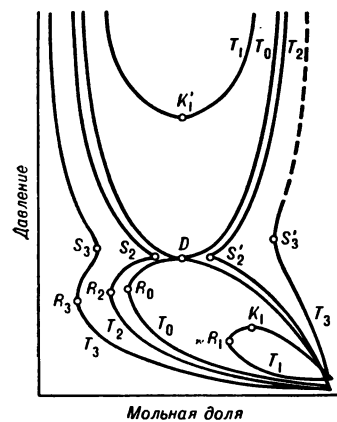


Рис. 3. Общая картина фазовых равновесий в двойных системах (2-й тип).

Следую закону Дальтона, можно считать, что при давлениях, близких к атмосферному, газы, образующие смесь, энергетически независимы. Когда же в результате увеличения  $P$  плотность  $P$ . г. становится сравнимой с плотностью жидкости, пренебрегать взаимодействием между молекулами уже нельзя. Даже если не учитывать взаимодействия молекул растворенного вещества и газа, то возрастающее  $P$  само должно увеличивать насыщение газа паром, действуя на жидкую фазу подобно поршню, пронизываемому толпой для молекул паровой фазы. Это увеличение давления в паровой фазе при наложении избыточного давления на жидкую фазу наз. э ф ф е к т о м П о й н т а. Закон Гиббса—Дальтона учитывает это изменение летучести вещества в конденсированной фазе с давлением:

$$(\partial \ln f_i / \partial P)_{T, j} = \bar{v}_i / RT, \quad (1)$$

где  $f_i$  — летучесть  $i$ -го компонента,  $\bar{v}_i$  — его парциальный мольный объем,  $R$  — газовая постоянная. Ур-ние (1) позволяет дать только качествен. объяснение нисходящего участка кривой растворимости жидкости в газе и минимума растворимости. Количественные совпадения с опытом на его основе получить нельзя, т. к. этот закон не учитывает значительного и сильно изменяющегося с  $P$  взаимодействия между молекулами компонентов раствора.

Для термодинамич. расчета растворимости веществ в сжатых газах необходимо знать летучести компонентов раствора в газовой и конденсированной фазах. Так как сведений о летучести веществ очень мало, то для точного вычисления летучести нужно определять снимаемость газовых и жидких растворов. Это требует такой затраты труда, что легче непосредственно определить растворимость вещества в газе под давлением. Для приближенного вычисления летучести прибегают к различным допущениям. Одно из наиболее простых состоит в том, что молекулярные силовые поля обоих компонентов раствора равны. В этом случае образуется идеальный раствор, летучести компонентов  $k$ -рого определяются ур-нием Рауля (правило Льюиса—Рендалла). Ряд ограничений не позволяет широко применять этот метод для вычисления растворимости жидкостей в сжатых газах. Поэтому обычно применяют полуэмпирич. ур-ния; так, растворимость полярных жидкостей в неполярных газах описывается ур-нием:

$$\ln \frac{f_1}{K_2} = \frac{N\mu^2}{a^2} \cdot \frac{1}{RT} \cdot \frac{P_0}{P_0 + v_1^0}, \quad (2)$$

где  $f_1^0$  — летучесть чистого газа растворителя,  $K_2$  — коэфф. Генри растворенного вещества в газовой фазе (см. Генри за-

кон),  $N$  — число Авогадро,  $a$  — радиус сферы точечного диполя,  $P^0$  — молекулярная поляризация газа растворителя,  $v_1^0$  — его мольный объем,  $\mu$  — дипольный момент молекулы растворенного вещества. Проверка этого ур-ния на ряде систем показала его пригодность для передачи экспериментальных данных в широком интервале темп-р и давлений. Статистич. термодинамика позволяет получать для разбавленных растворов ур-ния, на основе к-рых можно рассчитать массу растворенного вещества в  $1 \text{ см}^3$  Р. г. или его мольную долю. Вывод их основан на предположении, что оба компонента фазы подчиняются ур-нию состояния со 2-м и 3-м вириальными коэффициентами (см. Вириальное разложение) и что химич. потенциалы в конденсированной и газовой фазах равны. Однако теоретич. количественный расчет растворимости веществ в сжатых газах весьма труден вследствие сложности картины поведения Р. г. при высоких  $P$ .

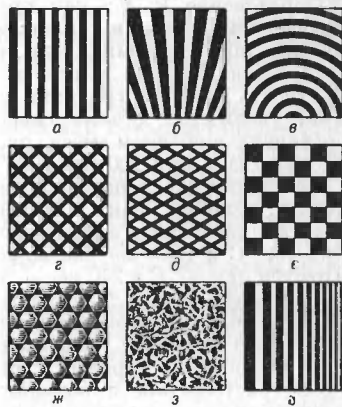
Лит.: 1) Кричевский И. Р., Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Ц и л и с Д. С., в кн.: Тезисы докладов на совещании по термодинамике и строению растворов, М., 1957, с. 102; 3) там же, с. 238. Д. С. Циклис.

РАСТР — решетка для структурного преобразования направленного пучка лучей. Различают прозрачные Р. в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных элементов и отражательные Р. — решетки с зеркально отражающими и поглощающими (или рассеивающими) свет элементами. Если эти Р. обладают фокусирующим действием, то они наз. оптическими (линзовыми или зеркальными). В линзовых Р. прозрачными элементами служат мелкие линзочки. Р. с элементами, не изменяющими хода падающих на них лучей, наз. механическими (или щелевыми).

Геометрич. структура решеток, образующих Р., может быть самой разнообразной. Р. в виде решеток правильной геометрии. структуры наз. регулярными, неправильной геометрии. структуры — хаотическими.

Р. наз. линейным, если элементы его представляют ряд параллельных линий (рис., а), радиальным, если элементы расходятся в виде лучей из одного общего центра (рис., б), кольцевым, если элементы его выполнены в виде концентрич. колец (рис., в).

Элементы Р. в виде ячеек могут быть образованы пересечением под разными углами линейных растворов (рис., г и д), составлены из шести-



угольных элементов (гексагональные Р. — рис., ж), располагаться в шахматном порядке (рис., е) или в виде сот и т. п., представлять хаотически распределенные ячейки неправильной формы (корновой Р. — рис., в). Р., у элементов к-рого нет резких границ (прозрачный участок постепенно переходит в непрозрачный), наз. полутоновым. Элементы Р. могут группироваться по спектральной селективности или по поляризационным свойствам; такие Р. наз., соответственно, цветными и поляризационными.

Р. могут быть плоскими или выполненными на поверхностях разной кривизны — цилиндрической, конической, сферической и т. п. Различают Р. многомерные; к ним относятся, напр., многошлюкостные Р., составленные из решеток, поставленных друг за другом.

Основные оптич. характеристики Р.: П е р и о д (или шаг) — расстояние между осями двух смежных элементов Р., измеряемое вдоль прямой, нормальной к оси симметрии Р. Период может быть постоянным или монотонно меняющимся (рис., и). С в е т о с л а, измеряемая относит. отверстием элементов Р., т. е. отношением ширины просвета Р. к его периоду. Ф о

кусное расстояние оптич. элементов Р. Сопряжения Р. с экранами или друг с другом образуют *растровые оптические системы*, обладающие рядом особых оптич. свойств.

Р. применяются для получения цветных и стереоскопич. фотографий, для печати типографским способом полутоновых изображений, для получения контрастных рентгеновских изображений и др. Оптич. полутоновое изображение разбивается Р. на отдельные дискретные элементы. Изображение, состоящее из таких элементов, наз. *растровым изображением*. Оно позволяет передавать градиции яркости полутонового изображения посредством элементов одинаковой яркости, но разной величины. Р. изготавливаются на стекле, на прозрачных пленках, в виде набора металлич. пластин и из др. материалов. Изготовление точных Р. больших размеров сопряжено со значительными технич. трудностями. Н. А. Валюс.

**РАСТРОВАЯ ОПТИКА** — область оптики, рассматривающая законы формирования изображения из отдельных элементов *растровыми оптическими системами* и определяющая общие свойства для разных типов этих систем.

**РАСТРОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ** — класс оптич. систем, составным элементом к-рых является *растр*. Наличие растра образует в системе множество входных и выходных зрачков, смежно расположенных и действующих совместно так, что каждый элементарный выходной зрачок участвует в создании лишь одной точки формируемого Р. о. с. изображения, поэтому оно оказывается составленным из дискретных элементов (точек).

Фокусирующие свойства Р. о. с. позволяют применять их для решения новыми технич. средствами тех же оптич. задач, к-рые решаются обычными катоприч. и диоптрич. системами. Наряду с этим специфич. свойства Р. о. с. (основные из к-рых — анализирующие, интегрирующие и множащие) позволяют решать такие задачи, к-рые другими оптич. средствами не могут быть решены. Напр., с помощью растровых экранов удалось воспроизвести пространств. изображения, наблюдаемые без стереоскопа; линзово-растровые системы позволили найти способ непрерывной фиксации быстро движущихся изображений, превосходящий обычную *киносъемку скоростную*; применение растровой маски в электроннолучевой трубке дало возможность более совершенно осуществить цветное телевидение и т. д.

**П р и н ц и п д е й с т в и я** Р. о. с. Растр разбивает изображение на дискретный ряд элементарных изображений (рис. 1), характер к-рых зависит от

формы и типа элементов, составляющих растр. Обратный ход лучей от изображений, полученных на экране через отверстия растра, восстанавливает естеств. форму объекта в предметном пространстве. Синтезирование пространств. образа объекта происходит через отдельные оптич. элементы растра лучами, восстанавливаемыми от каждого элементарного изображения, и носит интегрирующий характер. При этом регулярный растр восстанавливает пространств. образ первонач. объекта не в единств. числе, а в виде множества подобных пространств. образов этого предмета (рис. 2 и 3), что обусловлено ходом лучей от каждого элементарного изображения через многие смежные

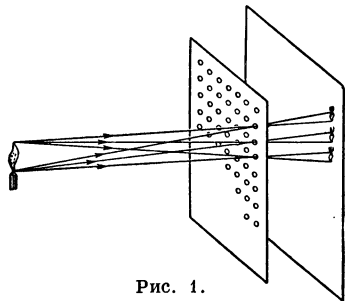


Рис. 1.

восстанавливаемыми от каждого элементарного изображения, и носит интегрирующий характер. При этом регулярный растр восстанавливает пространств. образ первонач. объекта не в единств. числе, а в виде множества подобных пространств. образов этого предмета (рис. 2 и 3), что обусловлено ходом лучей от каждого элементарного изображения через многие смежные

оптич. элементы (отверстия) растра. Т. о., любой изолированный растр (за исключением кольцевого) может или анализировать, т. е. разлагать оптич. изображения на элементы, или синтезировать оптич. изображение, т. е. образовывать пространств. изображение из элементарных изображений.

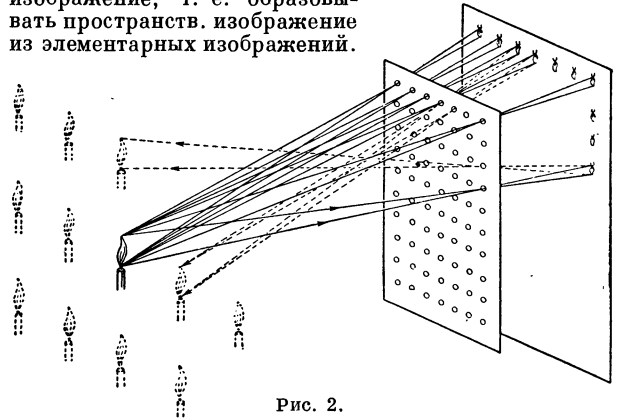


Рис. 2.

Нормальное воспроизведение оптич. изображения с помощью растров возможно путем двукратного преобразования изображения — сначала его анализирования, а затем синтеза из полученных элементов. Это, напр., можно осуществить в простейшей Р. о. с.: комбинации растра с диффузно-отражающим экраном, к-рая обеспечивает двукратное прямое и обратное прохождение лучей с анализом и синтезом

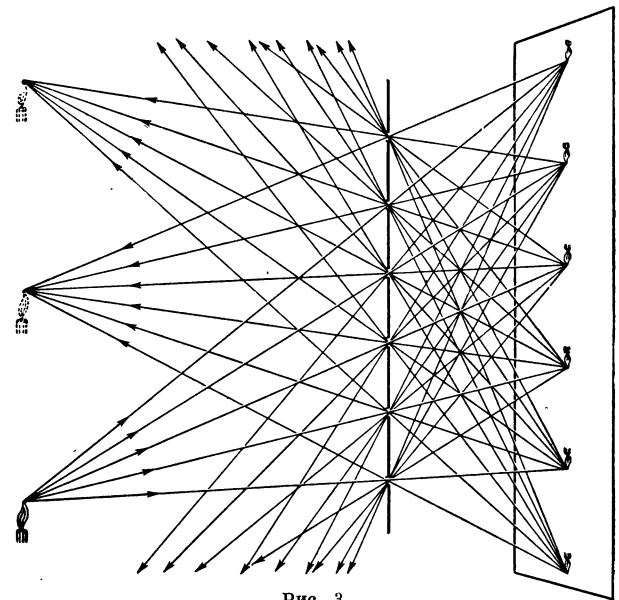


Рис. 3.

пространств. изображения. От свойств экрана, помещенного в фокальной плоскости растра, в значит. мере зависят особенности данной Р. о. с. Комбинируя различные типы растров и экранов, можно получить огромное разнообразие Р. о. с., отличающихся специфич. особенностями. Основные характеристики Р. о. с.: а) оптич. сила, или фокусное расстояние, б) светосила, или коэфф. яркости, в) разрешающая способность, г) оптич. емкость, д) порядок спектрального разрешения, или ширина поля зрения, е) чистота сепарации интегрируемых изображений и др.

Определение оптической силы Р. о. с. можно показать на примере коллектива из двух лин-



зовых растров  $R_1$  и  $R_2$  (рис. 4), расположенных на расстоянии  $S'$ , соответствующем расстоянию от плоскости растра до плоскости, в к-рой элементы этого растра изображают точку  $C$ , удаленную от него на расстояние  $S$ . Если период  $t_2$  растра  $R_2$  неск. больше периода  $t_1$  растра  $R_1$ , то линзовые элементы  $R_2$  будут отклонять лучи в направлении оси системы; поэтому все лучи, выходящие из зрачка  $C$ , попадут в зрачок  $C''$ . Оптич. сила растрового коллектива при этом определится по ф-ле  $\Phi_k = 1/S'' - 1/S$ , а его фокусное расстояние будет:  $f_k = 1/\Phi_k$ .

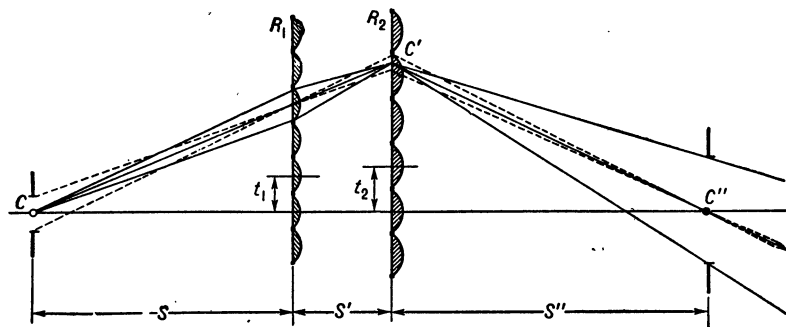


Рис. 4.

Светосила характеризует яркость изображения, рассматриваемого через Р. о. с., по сравнению с непосредств. его наблюдением. Так, напр., точечный источник света  $D_0$  через щели линейного растра  $FF$  даст на экране  $EE$  (рис. 5) светлые полосы шириной  $r$ , период следования к-рых  $q$  связан с параметрами Р. о. с. соотношением:  $p/q = (y - f)/y$ , где  $y$  — удаленность экрана от источника света,  $f$  — удаленность растра от экрана,  $p$  — период растра.

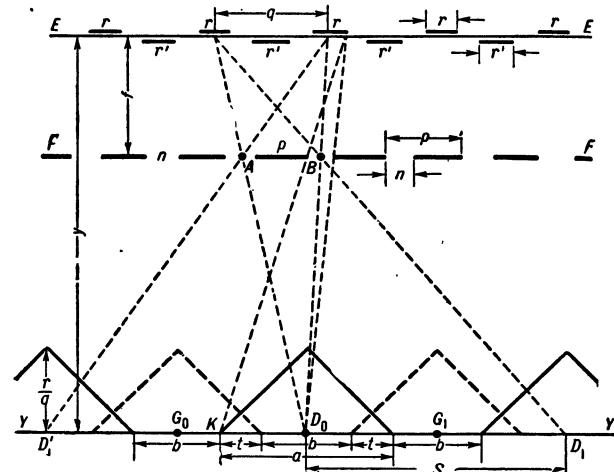


Рис. 5.

Из центра проекции  $D_0$  (или выше и ниже его) будут видны все светлые полосы на экране. Эти же полосы можно видеть из центров  $D_1, D_1', D_2, D_2'$  и т. д. Эти центры  $D_i$  расположены вдоль прямой  $YY$ , параллельной плоскости экрана, на расстоянии  $S$  друг от друга, определяемом соотношением:  $S = yp/f$ . При перемещении от  $D_i$  вдоль прямой  $YY$  видимая ширина полос  $r$  уменьшается, а в точке  $K_i$  они совсем перестанут быть видимыми. При дальнейшем перемещении по прямой  $YY$  с нек-рой точки полосы  $r$  опять станут видны, а из центра  $D_{i-1}$  (или  $D_{i-1}'$ ) их видимость станет полной и т. д. Таким образом,

кажущаяся яркость изображения, или освещенность с экрана, в разных точках прямой  $YY$  определяется относит. шириной светлых полос, к-рые видны из данной точки. Если принять за единицу освещенность экрана данным источником света при отсутствии растра, то видимая освещенность для точки  $D_i$  будет равна:  $c = r/q = n/p$ , где  $n$  — ширина щели (зрачка) растра. Освещенность (кажущаяся, или видимая яркость экрана) меняется линейно вдоль прямой  $YY$  между точками  $D_i$  и  $K_i$ , и величина ее графически изображается треугольными графиками (рис. 5 — сплошные линии).

Основания этих треугольников  $a = ny/f = Sn/p$ . Макс. яркость растрового экрана в данном случае видна только из отдельных центров  $D_i$ , и она оказывается меньше яркости аналогичного экрана без растра.

Для более сложных растровых экранов, напр. многоплоскостных, возможно др. распределение видимой яркости вдоль прямой  $YY$ . Коэфф.  $c$  для щелевых растр будет всегда меньше единицы. Однако для линзово-растровых экранов этот коэфф. может значительно превосходить единицу. Такие экраны наз. светосильными, т. к. они пространственно перераспределяют отражаемый экраном световой поток в периоди-

чески повторяющиеся фокальные зоны, из к-рых наблюдается экран повышенной яркости.

Разрешающая способность Р. о. с. оценивается предельным углом, под к-рым могут быть видны раздельно через эту систему 2 детали (точки или линии) изображения. Чтобы изображение, наблюдаемое через Р. о. с., воспринималось сплошным, не разбитым на элементы, видимая величина растрового элемента должна быть меньше разрешающей способности глаза наблюдателя (обычно равной одной угловой минуте) или требуется придавать Р. о. с. колебат. движение в плоскости растра.

Оптическая емкость Р. о. с. — количество различных изображений, к-рые можно наблюдать раздельно через данную Р. о. с. из различно расположенных в пространстве точек. Напр., из точки  $G_0$  (рис. 5) точечным источником можно спроектировать через щели растра на экран светлые полосы  $r'$ , к-рые не будут видны из точек  $D_i$ , а будут наблюдаться из точек  $G_i$ , также расположенных на прямой  $YY$ . При движении от точки  $G_i$  вдоль этой прямой кажущаяся яркость 2-го изображения (полос  $r'$ ) будет изменяться по закону, изображенному на рис. в виде пунктирных треугольных графиков. В зонах шириной  $b$  можно увидеть только 1-е (полосы  $r$ ) или 2-е изображение (полосы  $r'$ ). Следовательно, данный экран обладает емкостью, равной двум изображениям. Если бы относит. ширина щелей растра была меньше, то раздельно через растр можно было бы наблюдать большее число изображений. Однако значит. увеличения оптич. емкости экранов со щелевыми экранами достигнуть не удастся вследствие появления при уменьшающейся ширине щелей заметных дифракционных явлений, размывающих ширину световых полос. Значительно большей эффективности для повышения оптич. емкости дает применение линзовых растр, с помощью к-рых удается получать емкость Р. о. с.  $\sim 1000$ .

При проекции через Р. о. с. неск. изображений возможны наложения одного изображения на другое, как, напр., в зонах  $t$  (рис. 5). Четкость разделения изображений характеризуется чистой работой и интегрируемых изображений,  $K = (2I_1 - I)/I$ , где  $I_1$  — наблюдаемая яркость основного изображения при отсутствии 2-го изображения,

$I$  — общая наблюдаемая яркость экрана при проекции на него обоих изображений.

Ширина поля зрения  $P$ . о. с., измеряемая в угловой мере, зависит от конструктивных особенностей применяемых растров, индикатрисы рассеяния отражающих экранов, апертурных диафрагм линзовых элементов и т. п. Так, напр., для систем со щелевым растром ширина поля зрения зависит от соотношения между шириной  $n$  щелей и толщиной решетки  $\Delta$  (рис. 6).

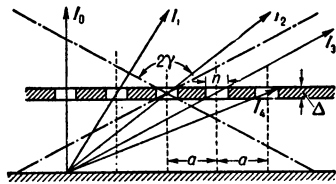


Рис. 6.

Угол поля зрения  $2\gamma$  может быть определен из соотношения  $\text{tg } \gamma = n/2\Delta$ . Граница поля зрения  $P$ . о. с. определяет порядок разрешения — число фокальных зон (центров  $D_i$ ) (рис. 5), к-рые могут разместиться на данной ширине поля зрения (т. е. в угле  $2\gamma$ ).

Лит.: В а л ю с Н. А., Растровая оптика, М.—Л., 1949; Русинов М. М., Техническая оптика, М.—Л., 1961, гл. XXII, Растровая оптика. Н. А. В а л ю с.

**РАСХОД** жидкости, газа — количество жидкости (газа), протекающее в единицу времени через поперечное сечение потока. Если количество вещества измеряется в ед. объема, то  $P$ . наз. объемным ( $Q_0$ ), если в ед. массы — массовым ( $Q_M$ ). Для установившегося потока  $P$ . определяется выражениями  $Q_0 = vS$  и  $Q_M = \rho Q_0$ , где  $S$  — площадь сечения потока,  $\rho$  — плотность вещества,  $v$  — средняя скорость в сечении. Для потока, протекающего по трубопроводу, объемный  $P$ . несжимаемой жидкости постоянен во всех сечениях, а для сжимаемой жидкости неизменен вдоль потока массовый  $P$ .

С. С. Кивилис.

**РАСХОДИМОСТИ** (в квантовой теории поля) — бесконечно большие значения, получаемые в совр. квантовой теории полей для нек-рых физ. величин и вероятностей процессов при вычислениях по теории возмущений. Причина возникновения этих бесконечностей состоит в том, что расходятся суммы (интегралы) по всем возможным для данного процесса промежуточным состояниям. Так, напр., в квантовой электродинамике поправка порядка  $e^2$  ( $e$  — заряд электрона) к собств. энергии (массе) электрона за счет взаимодействия с электромагнитным полем (т. е., по существу, энергия взаимодействия электрона со своим собств. полем) описывается выражением

$$\Delta E = \sum_n H_{in} H_{ni} / (E_i - E_n), \quad (1)$$

где  $E_i$  и  $E_n$  — энергии начального и промежуточных состояний,  $H_{in}$  — матричный элемент энергии взаимодействия электрона с электромагнитным полем. Начальным состоянием здесь является состояние электрона с импульсом  $p$ , а промежуточными могут быть состояния электрона с импульсом  $p - k$  и фотона с импульсом  $k$ . Сумма по  $n$  в (1) запишется в виде интеграла по  $k$  по всему импульсному пространству. При больших  $k = |k|$   $E_n \sim k$ , а  $H_{in} \sim 1/\sqrt{k}$ , так что за счет состояний электрон + фотон интеграл в (1) будет расходиться как  $\int dk/k^2 \sim \int dk$ . Эта  $P$ . отражает бесконечную собств. энергию точечного заряда, к-рая была известна еще в классич. электронной теории Лоренца: если сначала вычислить электростатич. энергию взаимодействия частей электрона конечных размеров, а затем устремить радиус электрона к нулю, то и получится бесконечное выражение такого типа. Однако в квантовой теории, кроме состояний  $e + \gamma$ , в сумму (1) входят также такие переходы, когда сначала из вакуума рождаются электрон-

но-позитронная пара и фотон, а затем позитрон пары аннигилирует с начальным электроном с поглощением фотона. Эти состояния вносят в сумму (1) вклад противоположного знака, чем состояния  $e + \gamma$ , и уменьшают степень  $P$ . в (1), превращая ее в логарифмическую. Наличие логарифмич.  $P$ . типично для квантовой электродинамики: матричные элементы любых процессов в высоких приближениях теории возмущений расходятся как степени логарифма энергии промежуточных частиц.

Степень  $P$ . любого матричного элемента можно подсчитать по методу Фейнмана диаграмм. В квантовой электродинамике степень  $P$ . любой неприводимой диаграммы с  $n$  вершинами,  $N_e$  и  $N_\gamma$  внешними электронными и фотонными линиями определяется величиной  $K = 3/2 N_e + N_\gamma - 4$ , представляющей собой разность степеней знаменателя и числителя в фейнмановском интеграле. При  $K > 0$  интеграл сходится, а при  $K \leq 0$  — расходится (при  $K = 0$  — логарифмически). Т. к.  $K$  не зависит от  $n$ ,  $P$ . интеграла определяется только числом внешних линий. Исходя из ф-лы для  $K$ , можно показать, что в квантовой электродинамике расходятся только след. неприводимые диаграммы: 1) с двумя внешними электронными линиями; 2) с двумя внешними фотонными линиями; 3) с двумя внешними электронными и одной фотонной линиями. Расходящиеся части этих трех типов диаграмм имеют вид поправки к собственным массам электрона и фотона и к заряду электрона и могут быть устранены из теории путем соответствующего определения физ. массы и заряда (см. Перенормировка заряда, массы). Все взаимодействия в квантовой теории поля разбиваются на 2 класса: перенормируемые и неперенормируемые, в зависимости от того, можно или нет при наличии данного взаимодействия устранить все  $P$  из теории путем соответствующего определения конечного числа физически наблюдаемых величин. В терминах диаграмм Фейнмана условие перенормируемости взаимодействия состоит в том, чтобы величина  $K$  не росла с ростом числа вершин  $n$ , т. к. в противном случае для любого числа внешних линий найдется такая диаграмма высокого порядка, к-рая будет расходиться, и, следовательно, для устранения  $P$ . пришлось бы провести перенормировку бесконечного числа физ. величин, что лишило бы теорию физ. смысла. Выяснить, является ли данное взаимодействие перенормируемым, можно, определив размерность константы связи  $g$ , отвечающей данному взаимодействию. Если лагранжиан взаимодействия записан без выделения к.-л. размерных множителей (кроме операторов поля и  $g$ ), а операторы поля нормированы так, чтобы в соотношениях коммутации коэфф. при старшей производной от перестановочной ф-ции был безразмерен, то взаимодействие перенормируемо, когда  $g$  имеет размерность  $M^a$ ,  $a \geq 0$  ( $M$  — масса,  $\hbar = c = 1$ ), и неперенормируемо при  $a < 0$ . Отсюда, в частности, вытекает, что: 1) взаимодействия частиц со спином  $s > 1$  неперенормируемы; 2) взаимодействия частиц со спином  $s = 1$  и массой  $m \neq 0$  неперенормируемы (за исключением градиентно-инвариантного взаимодействия  $\phi U_\mu A_\mu$ , где  $\phi$  — бозонное поле частиц со спином 0,  $U_\mu$  — векторное,  $A_\mu$  — электромагнитное поле); 3) четырехфермионное взаимодействие неперенормируемо; 4) взаимодействие спинорного поля  $\psi$  со скалярным или псевдоскалярным бозонным полем  $\phi$  перенормируемо лишь в случае связи без производных, т. е. типа  $\psi\bar{\psi}\phi$ ; 5) взаимодействие бозонного поля частиц со спином 0 с электромагнитным перенормируемо. В сформулированных выше общих правилах не учитывается то обстоятельство, что данное взаимодействие может обладать определенной группой симметрии, к-рая приведет к компенсации  $P$ . при сложении различных диаграмм и тем самым делает неперенормируемую теорию перенормируемой. Примером подобного рода может служить взаимодействие нейтрального векторного мезона со спинорным полем, если соответствующий спинорный ток сохраняется.

Лит.: 1) А х и э з е р А. И., Берестецкий В. В., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. VII, § 46, гл. IX, § 57; 2) Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957, гл. IV, § 26, 28; 3) У м э д з а в а Х., Квантовая теория поля, пер. с англ. М., 1958, гл. 15. Б. Л. Иоффе.

**РАСХОДОМЕРЫ** — приборы для измерения расхода вещества. Наиболее распространены  $P$ ., основанные на измерении перепада давления  $\Delta p$  в сужающем устройстве (диафрагме, сопле, Вентури трубке) или другом приемном преобразователе, установленном в трубопроводе, по к-рому протекают жидкость, газ или пар. Дифференциальный манометр для измерения  $\Delta p$  вместе с сужающим устройством, соединительными линиями и дополнительными устройствами образуют комплект  $P$ ., позволяющего определить объемный  $Q_0$  и массовый  $Q_M$  расходы по ур-ниям:

$$Q_0 = C a a^2 \sqrt{\Delta p / \rho}, \quad Q_M = C a a^2 \sqrt{\Delta p \rho},$$

где  $C$  — постоянный коэфф.;  $\alpha$  — коэфф. расхода, зависящий от типа и модуля сужающего устройства и от числа  $Re$ ;  $\varepsilon$  — поправочный множитель на расширение газа (являющийся ф-цией  $\Delta p$ ,  $p$ , модуля сужающего устройства, показателя адиабаты);  $d$  — диаметр отверстия сужающего устройства;  $\rho$  — плотность измеряемой среды. Разновидность этого типа Р. — реометры, применяемые для небольших расходов (до  $10 \text{ м}^3/\text{ч}$ ) газов; у них сужающее устройство (диафрагма или капилляр) впаяно в стеклянную трубку, по к-рой течет газ.

У Р. с постоянным перепадом давления  $\Delta p$  чувствительным элементом служит поплавков (поршень), к-рый под действием динамич. давления потока, протекающего снизу вверх, открывает проходное отверстие; при этом ход поплавка служит мерой расхода. У наиболее известных Р. этой системы усилие на поплавок уравнивается его весом. Эти Р. делят на поплавковые Р. (в том числе ротаметры) и поршневые. Ротаметр состоит из вертикальной конич. трубки, расширяющейся кверху, и свободно перемещающегося внутри нее поплавка. Расход рассчитывают по ф-ле:  $Q_0 = \alpha F \sqrt{2gV(\rho_n - \rho)}/f\rho$ , где  $F$  — площадь кольцевого зазора между трубкой и поплавком,  $g$  — ускорение свободного падения,  $V$  и  $\rho_n$  — объем и плотность поплавка,  $f$  — наибольшая площадь поперечного сечения поплавка. Коэфф. расхода  $\alpha$  зависит от формы и размеров поплавка и трубки и от числа  $Re$ .

Действие тахометрич. Р. основано на вращении легкой крыльчатки типа гидрометрич. *вертушки* или другого тела (шарика, ротора и т. п.), скорость вращения к-рого, пропорциональная расходу, измеряется устройством, преобразующим угловую скорость в частоту электрич. тока. Суммарное количество протекающего вещества измеряется счетчиком импульсов.

Электромагнитные (индукционные) Р. основаны на явлении электромагнитной индукции: при движении электропроводной жидкости по отрезку трубы  $T$  (рис. 1), выполненному из немагнитного и токонепроводящего материала и расположенному в однородном магнитном поле  $NS$  между электродами  $ee$ , установленными в стенках трубы в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного потока, возникает разность потенциалов  $U = ABQ_0b$ , где  $A$  — коэфф., определяемый геометрией трубы;  $B$  — магнитная индукция;  $b$  — расстояние между электродами. Электропроводность жидкости должна быть не менее  $10^{-6} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Эти Р. пригодны для измерения расхода пульп, жидких металлов, агрессивных и вязких жидкостей.



Рис. 1.

Действие ультразвукового Р. основано на том, что при распространении ультразвуковых колебаний в движущейся среде скорость ультразвука относительно трубопровода равна векторной сумме скорости ультразвука относительно среды и скорости самой среды относительно трубопровода. Измеряя время прохождения сигнала между излучателем и приемником по течению потока и против, можно определить скорость среды, а следовательно, и расход.

Ионизационные Р. бывают двух типов. К первым относятся ионизационный анемометр с тлеющим разрядом. Поток газа, обтекающий разрядник, уносит часть положительных ионов и ток разряда уменьшается. Если поддерживать ток постоянным, то разность потенциалов между электродами является мерой скорости потока. Другой тип ионизационных Р. состоит из ионизатора и приемника ионов; мера скорости

— промежуток времени между посланным и принятым импульсами.

Тепловые Р. бывают двух видов: *термоанемометры*, основанные на зависимости количества теплоты, теряемой нагретым телом, помещенным в контролируемый поток, от скорости потока, и калориметрич. Р., действие к-рых основано на переносе потоком вещества тепловой энергии от нагревателя к измерителю темп-ры.

Р. для измерения массового расхода  $Q_M$  (массовые Р.) бывают прямого или косвенного действия. У первых чувствительный элемент реагирует непосредственно на величину  $Q_M$  (турбинные, гироскопические, основанные на эффекте Магнуса, на действии кориолисовой силы). Турбинный Р. состоит из двух последовательно расположенных цилиндров с продольными каналами. При принудительном вращении первого по потоку цилиндра с постоянной угловой скоростью  $\omega$  второму цилиндру сообщается крутящий момент, к-рый пропорционален  $Q_M$  и воспринимается упругим чувствительным элементом. Гироскопич. Р. выполняется в виде кольцеобразной трубы (рис. 2), к-рую вращают с  $\omega = \text{const}$  вокруг оси входного и выходного патрубков. Поток жидкости ведет себя как ротор *гироскопа*, так что относительно оси, перпендикулярной оси патрубков и лежащей

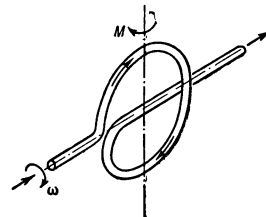


Рис. 2.

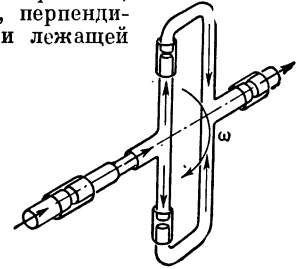


Рис. 3.

в плоскости кольца, действует гироскопич. момент  $M$ , пропорциональный  $Q_M$ . Р., основанный на действии *Кориолиса силы* (рис. 3), представляет собой два Т-образных патрубка, соединенных между собой гибкими связями. При принудительном вращении одного из них, в потоке жидкости во втором возникают силы Кориолиса, к-рые создают тормозящий момент, пропорциональный  $Q_M$ . В измерительной камере Р., основанного на *Магнуса эффекте*, перпендикулярно ее продольной оси расположено горизонтальное кольцо (рис. 4), вращаемый с  $\omega = \text{const}$ . Поток жидкости обтекает цилиндр по двум зазорам между цилиндром и стенками камеры, давления в к-рых оказываются разными.

Величина  $\Delta p$ , измеренная в диаметрально противоположных точках поперечного сечения камеры, прямо пропорциональна  $Q_M$ . Массовыми Р. косвенного действия являются приборы, к-рые производят раздельное измерение объема расхода и плотности среды с непрерывным автоматич. перемножением этих величин. К этой же группе Р. относятся дифференциальные *манометры* — Р., снабженные устройствами для автоматич. коррекции показаний на изменение плотности среды.

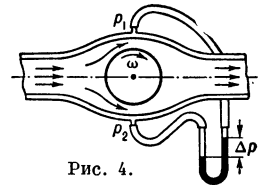


Рис. 4.

Лит.: 1) Кремлевский П. П., Расходомеры, М.—Л., 1963; 2) Катыс Г. П., Элементы систем автоматического контроля нестационарных потоков, М., 1959; 3) Правила 27—54 по применению и поверке расходомеров с нормальными диафрагмами, соплами и трубами Вентури, М., 1960; 4) ГОСТ 3720—60. Манометры дифференциальные; ГОСТ 9932—61. Реометры стеклянные лабораторные. С. С. Кивилис.

**РАСЩЕПЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ** — увеличение числа компонент спектральной линии, получающиеся в результате расщепления энергетич. уровней при внешнем воздействии, напр. магнитного (см. *Зеемана явление*) или электрического (см. *Штарка явление*) поля. Р. с. л. может возникнуть только в том случае, если внешнее воздействие нарушает (понижает) симметрию поля излучающей системы (см. *Кристаллического поля теория, Спектроскопия кристаллов*). Если внешнее возмущение переменено во времени, то вместо Р. с. л. может произойти их уширение (см. *Ширина спектральных линий*).

**РАУЛЯ ЗАКОН** устанавливает зависимость между понижением давления пара растворителя и количеством растворенного нелетучего вещества. Математич. запись Р. з. (F. Raoult, 1882—86 гг.):

$$(p - p_1^0)/p_1^0 = -n_2/(n_1 + n_2), \quad (1)$$

где  $p$  — давление насыщенного пара растворителя над раствором,  $p_1^0$  — давление пара над чистым растворителем,  $n_2$  — число молей растворенного вещества,  $n_1$  — число молей растворителя. При расчете  $n_1$  и  $n_2$  необходимо пользоваться правильными молекулярными весами растворителя и растворенного вещества, т. е. знать, в каком виде находятся молекулы растворенного вещества в растворе (диссоциированы, ассоциированы или их молекулярный вес соответствует формульному). Для растворителя необходимо знать истинный молекулярный вес его в газовой фазе.

Ур-ние (1) всегда справедливо для бесконечно разбавленных растворов (при  $n_2 \rightarrow 0$ ):

$$\lim_{n_2 \rightarrow 0} (p_1^0 - p)/p_1^0 \approx n_2/n_1 = N_2, \quad (1,а)$$

т. е. относит. понижение давления пара растворителя, вызванное растворенным веществом, равно *молярной доле*  $N_2$  этого вещества в растворе.

Р. з. чаще записывают в виде

$$p = p_1^0 N_1, \quad (2)$$

где  $N_1$  — молярная доля растворителя в растворе.

Для *идеальных растворов* Р. з. применим в виде ур-ния (2) во всей области концентраций от  $N_2 = 0$  до  $N_2 = 1$ .

Выражения (1) и (2) справедливы при условии, что газовая фаза ведет себя, как идеальный газ. Для случая, когда газовая фаза — реальный газ, Рауль и Рекура (F. Raoult, A. Reoura, 1890) установили:

$$\frac{p - p_1^0}{p_1^0} \cdot \frac{d}{d'} = -N_2. \quad (3)$$

Здесь  $d'$  — плотность насыщенного пара растворителя при давлении  $p_1^0$ , а  $d$  — плотность пара растворителя при давлении  $p_1^0$ , если бы он при этом был идеальным газом.

Наиболее общее выражение Р. з.:

$$f_1 = f_1^0 N_1, \quad (4)$$

где  $f_1^0$  и  $f_1$  — *летучести* чистого растворителя и растворителя над раствором при одном и том же давлении (давлении пара над раствором).

Ур-ние (4) справедливо (уже не как предельное) для случая, когда газовая фаза над раствором — реальный газ, а жидкая фаза — идеальный раствор.

Р. з. — одно из важнейших ур-ний термодинамики бесконечно разбавленных растворов и принимается ею как опытный факт, хотя для растворов этого класса Р. з. можно обосновать с помощью молекулярно-статистич. теории.

Р. з. влечет за собой ряд термодинамич. следствий: 1) повышение темп-ры кипения  $T_{\text{кип}}$  разбавленного раствора по сравнению с чистым растворителем:  $\Delta T_{\text{кип}} = En$ , где  $n$  — число молей растворенного вещества в 1000 г растворителя,  $E$  — эбулиоскопич.

постоянная (см. *Эбулиоскопия*); 2) понижение темп-ры замерзания  $T_{\text{отв}}$  разбавленного раствора по сравнению с чистым растворителем:  $\Delta T_{\text{отв}} = Kn$ , где  $K$  — криоскопич. постоянная (см. *Криоскопия*). Методы криоскопии и эбулиоскопии применяются для определения молекулярных весов растворенных веществ.

Из термодинамики растворов следует, что в случае, когда растворитель в растворе подчиняется Р. з., растворенное вещество подчиняется *Генри закону*.

*Лит.*: 1) Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, М., 1962; 2) Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 1, М., 1950; 3) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953. Г. А. Сорина.

**РАУСА УРАВНЕНИЯ** — дифференциальные уравнения движения механич. системы в переменных Рауса. Предложены Э. Раусом (Routh E.) в 1867 г. Для системы с  $s$  степенями свободы, находящейся под действием потенциальных сил, Р. у. имеют вид

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial R}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial R}{\partial p_i} = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, m; m < s), \quad (1)$$

$$\frac{dq_k}{dt} = \frac{\partial R}{\partial p_k}, \quad \frac{dp_k}{dt} = - \frac{\partial R}{\partial q_k} \quad (k = m + 1, \dots, s), \quad (2)$$

где  $R(q_i, p_k, \dot{q}_i, p_k, t)$  — *Рауса функция*,  $q_i, q_k$  — обобщенные координаты системы,  $\dot{q}_i$  — обобщенные скорости,  $p_k$  — обобщенные импульсы,  $t$  — время. Формально равенства (1) и (2) имеют соответственно вид ур-ний Лагранжа (где  $R$  играет роль ф-ции Лагранжа  $L$ ) и ур-ний Гамильтона (где  $R$  играет роль ф-ции Гамильтона  $H$ ).

Р. у. удобно пользоваться, когда часть координат системы является *циклическими координатами*. Пусть  $q_k$  — циклич. координаты. Тогда они в выражение  $R$  явно не входят. Следовательно,  $\partial R / \partial q_k = 0$  и согласно второй совокупности ур-ний (2)  $p_k = \alpha_k$ , где  $\alpha_k$  — постоянные интегрирования. В результате  $R = R(q_i, \dot{q}_i, \alpha_k, t)$  и ур-ния (1), как и обычные уравнения Лагранжа, дадут систему  $m$  дифференциальных ур-ний 2-го порядка относительно обобщенных координат  $q_i$ . Т. о., число дифференциальных ур-ний, к-рые надо проинтегрировать для нахождения закона движения системы, уменьшится на число циклич. координат. Если это интегрирование будет осуществлено, то  $q_i$  определяется в виде  $q_i(t, c_i, c'_i)$ , где  $c_i, c'_i$  — новые постоянные интегрирования. После этого можно вычислить  $R$  в виде  $R(t, c_i, c'_i, \alpha_k)$  и остальные (циклические) координаты найдутся из первой группы ур-ний (2) с помощью квадратур  $q_k = \int (\partial R / \partial \alpha_k) dt$ .

*Лит.*: 1) Гантмахер Ф. Р., Лекции по аналитической механике, М., 1960, § 13, 14; 2) Голдштейн Г., Классическая механика, пер. с англ., М., 1957, § 7. 2; 3) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, § 7. 16, 7. 17 (содержит Р. у для случая непотенциальных сил). С. М. Тарг.

**РАУСА ФУНКЦИЯ** — характеристич. ф-ция механич. системы, выраженная через переменные Рауса, к-рыми являются время  $t$ , все  $s$  обобщенных координат  $q_v$  системы, обобщенные скорости  $\dot{q}_i$ , соответствующие каким-то  $m$  из этих координат, и обобщенные импульсы  $p_k$ , соответствующие остальным  $s - m$  координатам. Такой выбор переменных удобен, когда  $s - m$  координат  $q_k$  являются циклическими координатами. Если *Лагранжа функция*  $L(q_v, \dot{q}_v)$  для данной системы известна, то Р. ф. определяется из равенства

$$R(t, q_i, q_k, \dot{q}_i, p_k) = \sum_{k=m+1}^s p_k \dot{q}_k - L,$$

в правой части к-рого все  $\dot{q}_k$  ( $k = m + 1, \dots, s$ ) следует выразить через  $p_k$ , используя соотношения

$p_k = \partial L / \partial q_k$ . Когда координаты  $q_k$  являются циклическими, они в Р. ф. не входят; при этом одновременно  $p_k = \text{const} = \alpha_k$  и  $R = R(t, q_i, \dot{q}_i, \alpha_k)$ . См. также *Рауса уравнения*.

**РАЦИОНАЛИЗАЦИЯ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ** — упрощение записи основных ур-ний электромагнитного поля (см. *Максвелла уравнения*), основанное на изменении размера единиц измерения ряда электр. и магнитных величин.

В абс. системе единиц СГС (см. *Гаусса система*), в к-рой электр. единицы определяются совершенно обособленно от магнитных, 1-е и 2-е ур-ния Максвелла имеют вид:

$$\text{rot } H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j; \quad \text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (4)$$

Здесь  $H$  и  $E$  — векторы напряженности магнитного и электр. полей;  $D$  и  $B$  — векторы электр. и магнитной индукции;  $j$  — вектор плотности электр. тока;  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек — коэфф. пропорциональности между электр. и магнитными единицами, равный скорости света в вакууме;  $4\pi$  — множитель, появляющийся в связи с определением ед. измерения электр. величин через механ. единицы на основе *Кулона закона*. Устранение из ур-ний (1) множителя  $1/c$  в *Международной системе единиц* (СИ), принятой ГОСТ 9867—61 в качестве предпочтительной, осуществляется введением в разряд основных единиц *ампера* — ед. силы тока. В этом случае ф-лы определения единиц измерения магнитных величин не содержат множителя  $1/c$ . Для исключения из ур-ний (1) иррационального множителя  $4\pi$  и приведения их, т. о., к рационализованной форме  $\text{rot } H = \partial D / \partial t + j$ ,  $\text{rot } E = -\partial B / \partial t$ , можно применить 2 способа: 1) увеличить численные значения  $j$  в  $4\pi$  раз, уменьшив во столько же раз ед. измерения  $j$ ; 2) в  $4\pi$  раз уменьшить численные значения  $H$  и  $D$ , соответственно увеличив размеры их единиц. Первый способ неприемлем, т. к. он влечет за собой изменение размера основной ед. — ампера, а следовательно, всех других электр. и магнитных единиц. Второй способ приводит к новым (рационализованным) значениям напряженности магнитного поля и электр. индукции ( $H' = H/4\pi$  и  $D' = D/4\pi$ ), магнитной  $\mu$  и диэлектрич.  $\epsilon$  проницаемостей вакуума ( $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$  гн/м,  $\epsilon = 10^7/4\pi c^2$  ф/м), *магнитодвижущей силы*  $F_m$ , потока электр. индукции, *магнитной восприимчивости*, *магнитного сопротивления* и магнитной проводимости. В результате рационализации упрощается также форма записи и других основных ур-ний электромагнетизма (см. табл.).

Ур-ния электромагнетизма, определяющие	Системы единиц	
	СИ (рационализованная)	СГС (Гаусса) (нерационализованная)
Связь с источниками поля ( $\rho$ — плотность электр. заряда)	$\text{div } B = 0$ $\text{div } D = \rho$	$\text{div } B = 0$ $\text{div } D = 4\pi\rho$
Плотность электромагнитной энергии	$w = \frac{ED}{2} + \frac{HB}{2}$	$w = \frac{ED}{8\pi} + \frac{HB}{8\pi}$
Пойнтинга вектор	$P = [EH]$	$P = \frac{c}{4\pi} [EH]$
Лоренца сила ( $e$ — электр. заряд, $v$ — скорость его движения)	$F = eE + e[vB]$	$F = eE + \frac{c}{c} [vB]$

Вид ур-ний  $D = \epsilon E$ ,  $B = \mu H$ ,  $j = \sigma E$  ( $\sigma$  — электропроводность среды) при рационализации не изменяется. Рационализация ур-ний электромагнитного поля сопряжена с переводом множителей  $4\pi$  и  $2\pi$  в др. законы электромагнетизма: закон Кулона —

$F = e_1 e_2 / 4\pi \epsilon r^2$  ( $r$  — расстояние между взаимодействующими электр. зарядами  $e_1$  и  $e_2$ ); *Ампера закон* —  $F = \mu I_1 I_2 l / 2\pi r$  (для двух параллельных токов  $I_1$  и  $I_2$ ) и др. Появление в этих ф-лах множителей  $4\pi$  или  $2\pi$  физически оправдано: в законе Кулона полный телесный угол  $4\pi$  отражает сферич. симметрию электростатич. поля одиночного заряда; в законе Ампера полный угол  $2\pi$  на плоскости — радиальную симметрию электр. поля прямолинейного тока.

**РАЦИОНАЛИЗОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ** — системы единиц, в к-рых размеры производных единиц измерения электр. и магнитных величин подобраны такими, чтобы исключить иррациональный множитель  $4\pi$  из основных ур-ний теории электромагнетизма с целью придать им наиболее простой и логически совершенный вид (см. *Рационализация уравнений электромагнитного поля, Международная система единиц*).

**РАЦИОНАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ ЗАКОН** — см. *Гауи закон*.

**РЕАКТИВНАЯ МОЩНОСТЬ** — амплитуда  $Q$  (со знаком + или —) мгновенной мощности  $P_x$ , обусловленной колебаниями энергии между источником и приемником в цепи синусоидального тока (частоты  $f$ ). Энергия может запасаться в магнитном поле индуктивной катушки  $L$ :  $W_L = 1/2 Li^2$  дж, или в электр. поле конденсатора емкостью  $C$ :  $W_C = 1/2 CU^2$  дж. В последовательном колеб. контуре  $R, L, C$ :  $P_x = iU_L + iU_C = \frac{d}{dt}(W_L + W_C)$ , т. е. равна скорости изменения энергии магнитного и электр. полей ( $U_C$  и  $U_L$  — падения напряжения на индуктивности и емкости).  $P_x$  колеблется с частотой  $2f$ . При  $x_L = \omega L > x_C = 1/\omega C$  Р. м. равна:  $Q = I^2 x = I^2 (x_L - x_C) = IU \sin \phi \text{ var}$ , где  $I$  и  $U$  — действующие значения тока и приложенного напряжения,  $\phi$  — фазовый сдвиг между  $I$  и  $U$ ,  $x = x_L - x_C$  — *реактивное сопротивление*,  $\text{var}$  — вольтамперреактивный. При  $x_C > x_L$   $\phi < 0$  и  $Q = -I^2(x_C - x_L) = -IU \sin \phi \text{ var}$ . Р. м. — мнимая часть комплексной мощности  $S = P + iQ$ , где  $P$  — *активная мощность*.

**РЕАКТИВНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ** — мнимая часть (с обратным знаком) комплексной проводимости участка электр. цепи  $Y = g - iB$ , где  $g$  — активная проводимость. Р. п. связана с *реактивным сопротивлением*  $x = x_L - x_C$  и *полным сопротивлением*  $z$  участка цепи  $R, L, C$  (последовательное соединение) соотношением:  $b = x/z^2 \text{ ом}^{-1}$ . Если *индуктивное сопротивление*  $x_L$  больше емкостного  $x_C$ , то  $b > 0$ ; при  $x_C > x_L$   $b < 0$ . Фазовый сдвиг между синусоидальным током и напряжением  $\phi = \text{arctg } b/g$ , реактивная составляющая тока  $I_p = bU$  и *реактивная мощность*  $Q = I_p U = bU^2$ , где  $U$  — действующее значение приложенного напряжения. При параллельном соединении условие резонанса токов:  $b = 0$ .

**РЕАКТИВНАЯ СИЛА** (реактивная тяга) — сила тяги *реактивного двигателя*. См. также *Динамика ракет*.

**РЕАКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — мнимая часть *комплексного сопротивления* участка электр. цепи (контура)  $Z = r + ix$ , где  $r$  — *активное сопротивление*. *Индуктивное сопротивление*  $x_L = \omega L = \epsilon/I$ , где  $I$  и  $\epsilon$  — действующие значения (или амплитуды) тока и эдс индуктивности контура. *Емкостное сопротивление*  $x_C = 1/\omega C = U_C/I$ , где  $U_C$  — действующее значение (или амплитуда) напряжения между пластинами конденсатора. Р. с. участка цепи, содержащего  $R, L$  и  $C$  (последовательное соединение),

$x = x_L - x_C$ . Величина  $x$  определяет фазовый сдвиг между  $I$  и приложенным напряжением  $\varphi = \arctg(x/r)$ , причем при  $x_L > x_C$ ,  $\varphi > 0$ , а при  $x_L < x_C$ ,  $\varphi < 0$ .

**РЕАКТИВНОСТЬ** — мера отклонения ядерного реактора от критического состояния (см. *Критический режим реактора*). Величина  $R. \rho = (k_{эф} - 1)/k_{эф}$ , где  $k_{эф}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов — отношение количества нейтронов в одном поколении к количеству нейтронов в предыдущем поколении (см. *Размножения нейтронов коэффициент*). При  $k_{эф} = 1$  реактор находится в критическом состоянии и  $\rho = 0$ . Положительные значения  $R.$  соответствуют разгону реактора, отрицательные — спад его мощности. Значения  $\rho$  определяют изменение скорости протекания цепной реакции в установившемся режиме (см. *Временный режим реактора*). Время изменения мощности в  $e$  раз при этом равно  $T/\rho$ , где  $T$  — среднее время жизни нейтронов одного поколения. Изменение  $R.$  осуществляется органами регулирования (см. *Ядерные реакторы*). Точность поддержания  $R.$  — обычно  $\sim 10^{-5} - 10^{-7}$ .

Лит.: Шульц М. А., Регулирование энергетических ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1957.

**РЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ** — двигатель, в котором подводимая энергия преобразуется в кинетическую энергию струи рабочего тела, вытекающей из двигателя, а получающаяся за счет этого сила реакции не-

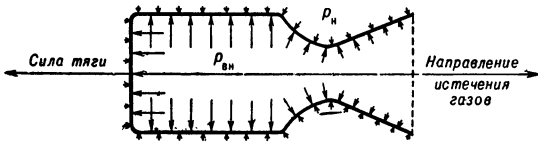


Рис. 1. Схема возникновения силы тяги простейшего реактивного двигателя.

посредственно является движущей силой (силой тяги). Сила тяги  $R. д.$  — равнодействующая всех сил, действующих на поверхность двигателя (рис. 1). Снаружи на каждый элемент поверхности двигателя действует атм. давление  $p_H$ , а изнутри — превышающее его давление  $p_{вн}$  рабочего тела. Все составляющие сил давления на стенки камеры двигателя в радиальном направлении уравниваются, силы же, действующие на торцовые стенки и элементы сопла, в совокупности образуют некую равнодействующую, направленную в сторону, противоположную направлению вытекающей из двигателя струи газа. Для движения аппарата с  $R. д.$  не требуется наличия окружающей среды (кроме аппаратов с воздушно-реактивными двигателями — ВРД), т. к. отбрасываемая масса рабочего тела находится на борту летательного аппарата.  $R. д.$  — пока единственно возможная силовая установка для полетов в космическое пространство.

Принципиальная схема любого  $R. д.$  включает 3 основных элемента (рис. 2). Рабочее тело (газ, плазма, ядерные частицы, ионы) из генератора поступает в ускоритель, где ускоряется до определенной скорости и отбрасывается двигателем в виде реактивной струи. В качестве первичной энергии, необходимой для осуществления рабочего процесса  $R. д.$ , используется энергия химич. связей, ядерная и солнечная энергии. В большинстве схем  $R. д.$  энергия хими-

ческих или ядерных связей предварительно преобразуется в тепловую энергию рабочего тела, а затем в ускорительном устройстве — в кинетическую энергию струи рабочего тела. Однако возможны и иные пути преобразования энергии, напр., когда предварительно ионизированное рабочее тело ускоряется с помощью электрических и магнитных полей и пр.



Рис. 2. Обобщенная схема реактивного двигателя.

$R. д.$  классифицируют по роду рабочего процесса, виду топлива, характеру источника энергии, способу передачи энергии рабочему телу и др. признакам. Наиболее характерно деление  $R. д.$  на три основные группы: ракетные двигатели, воздушно-реактивные и электроракетные. В свою очередь, указанные группы классифицируются по другим характерным признакам. Одна из возможных классификаций  $R. д.$  приведена на рис. 3.

Основные параметры реактивных двигателей. Качество  $R. д.$  и область его рационального применения определяют по комплексу абсолютных и относительных параметров. Основная величина, характеризующая  $R. д.$  как силовую установку летательного аппарата, — сила тяги. Величина ее исчисляется от 1 до неск. миллионов кг. Для вычисления силы тяги обычно пользуются косвенным методом, основанным на применении теоремы импульсов. Общее выражение для силы тяги  $R. д.$  имеет вид:

$$R = \frac{G + G_T}{g} v_c - \frac{G}{g} v_0 + (p_c + p_H) F_c \quad [кГ], \quad (1)$$

где:  $G, G_T$  — секундные весовые расходы воздуха и топлива (или горючего для ВРД) через двигатель,  $v_0$  — скорость набегающего потока,  $v_c, p_c, F_c$  — скорость, давление и площадь в выходном сечении сопла двигателя,  $g$  — ускорение силы тяжести. Если при ускорении рабочего тела в двигателе осуществляется расширение потока до давления окружающей среды  $p_c = p_H$ , ф-ла (1) принимает вид:

$$R = \frac{G + G_T}{g} v_c - \frac{G}{g} v_0 \quad [кГ]. \quad (2)$$

Для турбореактивных двигателей, у которых расход топлива (горючего) составляет 1,5—2% от расхода воздуха, ф-ла (2) упрощается:  $R = G(v_c - v_0)/g \quad [кГ]$ .

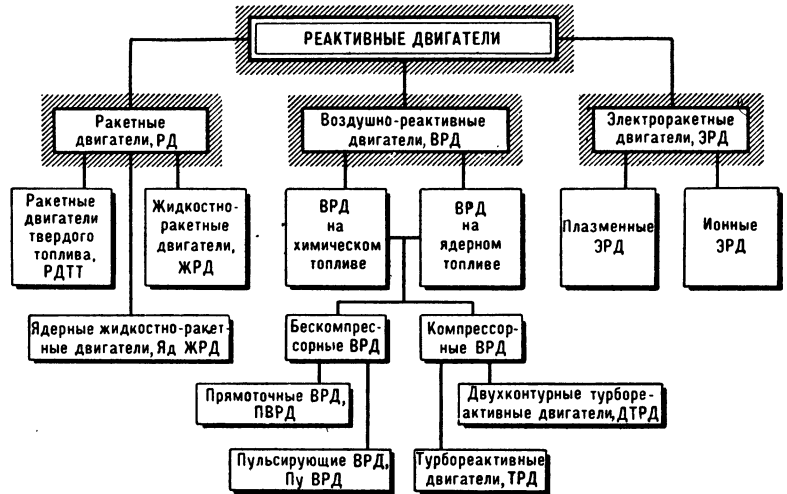


Рис. 3. Классификация реактивных двигателей.

Для  $R. д.$ , у которых расход воздуха отсутствует, выражение силы тяги при полном расширении потока ( $p_c = p_H$ ) приобретает вид:  $R = G_p v_c / g = m_p v_c \quad [кГ]$ , где  $G_p, m_p$  — секундные весовой и массовый расходы рабочего тела. Т. о., тяга в основном определяется расходом рабочего тела через двигатель и величиной скорости, с к-рой оно покидает выходное устройство.



Важная характеристика силовой установки — удельная тяга  $\gamma$  (или удельный импульс двигателя), т. е. тяга, отнесенная к расходу рабочего тела в единицу времени:  $R_{уд} = R/G_p$  [ $\kappa\Gamma$ тяги  $\cdot$ сек/ $\kappa\Gamma$ раб. тела]. Для ракетных двигателей удельная тяга определяется гл. обр. величиной скорости истечения рабочего тела, к-рая обусловлена свойствами и параметрами рабочего тела и совершенством процессов в двигателе. В ВРД удельная тяга существенно зависит от скорости летательного аппарата.

Экономичность Р. д. оценивают величиной удельного расхода топлива, т. е. отношением расхода рабочего тела к тяге:  $S_{уд} = G_p/R$  [ $\kappa\Gamma$ топл/ $\kappa\Gamma$ тяги  $\cdot$ сек]. Для ракетных двигателей эта величина фактически эквивалентна обратной величине удельной тяги. У ВРД оценка экономичности проводится по расходу горючего, к-рый составляет небольшую часть от расхода рабочего тела в двигателе, ибо для ВРД  $G_p = G + G_T$ , где  $G$ ,  $G_T$  — секундные расходы воздуха и горючего, т. е.  $S_{уд}$  ВРД =  $G_T/R$  [ $\kappa\Gamma$ топл/ $\kappa\Gamma$ тяги  $\cdot$ сек]. Удельный расход ВРД, как и удельная тяга, зависит от скорости полета.

Сравнительную оценку Р. д. с различными тягами производят по весу двигателя  $G_{рп}$ , отнесенному к тяге  $R$  в определенных условиях полета, т. н. удельному весу  $\gamma = G_{рп}/R$  [ $\kappa\Gamma$ веса/ $\kappa\Gamma$ тяги].

Для оценки габаритных размеров Р. д. пользуются отношением тяги  $R$  двигателя к макс. размеру  $F_{\max}$  миделевой сечення, наз. удельной лобовой тягой:  $R_{\text{лоб}} = R/F_{\max}$  [ $\kappa\Gamma$ тяги/ $\text{м}^2$ ].

Приведенные удельные параметры позволяют оценивать степень совершенства и достоинства данного типа Р. д., причем определяющая роль того или иного параметра обуславливается как требованиями летательного аппарата, так и свойствами самой силовой установки.

**Ракетные двигатели.** Основные особенности, характерные для ракетных двигателей: 1. Полная автономность — работа ракетных двигателей не связана с окружающей средой. 2. Независимость характеристик двигателя от скорости полета. 3. Возможность получения больших количеств энергии в малых объемах камеры сгорания, обусловленная выбором параметров процесса и топлива.

Ракетные двигатели подразделяются на двигатели с химич. источником энергии и ядерные жидкостно-ракетные двигатели, у к-рых энергия получается от ядерных реакторов. Ракетные двигатели на химич. топливе делятся по состоянию используемого топлива на жидкостные ракетные двигатели и ракетные двигатели на твердом топливе.

Ракетные двигатели на твердом топливе (РДТТ). В РДТТ топливо размещается непосредственно в самой камере сгорания двигателя. Двигатель состоит (рис. 4) из цилиндрич. камеры сгорания 1, где размещен заряд твердого топлива (напр., пороховая палочка 3), и сопла 2. После воспламенения топливного заряда продукты горения, имеющие высокие давление и темп-ру, заполняют свободный объем камеры и устремляются в сопло.

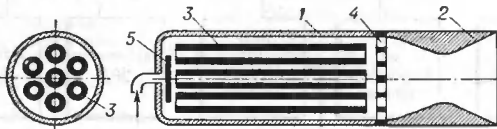


Рис. 4. Схема реактивного двигателя на твердом топливе (4 — диафрагма, 5 — воспламенитель).

Твердое ракетное топливо представляет собой механич. смесь или химич. соединение окислителя и горючего. Широко применяется двухфазное твердое топливо — пороха и составные твердые топлива. Применение составного твердого топлива позволяет изготовлять топливный заряд в виде густой подвижной смеси, к-рая заливается непосредственно в камеру сгорания двигателя, где она при охлаждении затвердевает и прочно соединяется со стенками. Такая конструкция при горении заряда от центра к периферии исключает необходимость защиты стенок камеры теплоизоляционными материалами. Темп-ра внутри камеры РДТТ достигает 2000—3000°K, давление до

200 атм. Количество образовавшихся газов в процессе горения определяется величиной поверхности горения топливного заряда и скоростью горения. Заряды твердого топлива выбирают так, чтобы изменение поверхности горения в процессе работы соответствовало требуемому характеру изменения тяги двигателя. Основные параметры РДТТ: сила тяги до  $R = 2 \cdot 10^5 \kappa\Gamma$  и более; удельная тяга  $R_{уд} = 240—270 \kappa\Gamma\text{-сек}/\kappa\Gamma$  и выше; удельный вес  $\gamma = 0,05—0,20$ ; удельные лобовые тяги  $R_{\text{лоб}} = 5 \cdot 10^4 \kappa\Gamma/\text{м}^2$  и более.

К достоинствам РДТТ следует отнести простоту и надежность конструкции, несложность эксплуатации и возможность длительного хранения зарядов в состоянии готовности. Недостатки РДТТ — относительно низкая величина удельной тяги, малая продолжительность работы, трудность регулирования тяги двигателя, а также существенная зависимость скорости горения, а значит и тяги от начальной темп-ры заряда, давления и скорости газов в камере. Специфич. особенности РДТТ обуславливают их применение на ракетах, начиная от малых реактивных снарядов до больших космич. систем.

**Жидкостно-ракетный двигатель (ЖРД).** Основные сведения см. *Жидкостно-реактивный двигатель*. Параметры ЖРД:  $R$  до  $10^6 \kappa\Gamma$  и более,  $\gamma = 0,03—0,15$  (меньшие значения относятся к двигателям с большей тягой),  $R_{уд} = 300—400 \kappa\Gamma\text{-сек}/\kappa\Gamma$ ,  $R_{\text{лоб}} = 1 \cdot 10^5 \kappa\Gamma/\text{м}^2$  и более.

**Ядерные жидкостно-ракетные двигатели (Яд. ЖРД).** Недостаточная энергоемкость химич. источников ограничивает применение ракет с двигателями на химич. топливе для дальних космич. полетов. При ядерной реакции энерговыделение ядерного топлива на много порядков превосходит возможное энерговыделение того же всового количества химич. топлива.

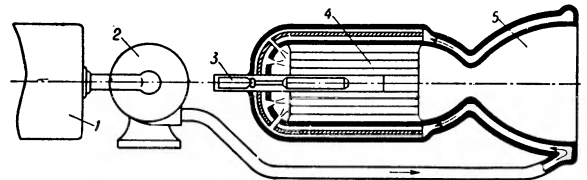


Рис. 5. Схема ядерного жидкостно-реактивного двигателя (3 — механизм управления реактором).

Схема Яд. ЖРД (рис. 5) практически отличается от схемы ЖРД лишь тем, что в камере сгорания помещен управляемый атомный реактор. Из баков 1 рабочее тело насосом 2 нагнетается через рубашку охлаждения камеры двигателя в реактор 4. Здесь оно нагревается и, поступая в сопло 5, ускоряется до больших выходных скоростей. В Яд. ЖРД жидкое рабочее тело пассивно и нагревается за счет кинетич. энергии осколков деления, образующихся в результате управляемого процесса в атомном реакторе; поэтому оно выбирается без учета его характеристик горения. Главные требования, предъявляемые к рабочему телу ракетных двигателей, — низкий молекулярный вес и высокое значение теплотемкости с высокой способностью к теплосъему. Наиболее полно этим требованиям можно удовлетворить при выборе рабочего тела для Яд. ЖРД, в качестве к-рого рассматривают жидкие водород, аммиак и даже воду. Наибольшую удельную тягу при прочих равных условиях можно получить при использовании жидкого водорода, к-рый в основном применяется в опытных двигателях.

В принципе реакторы Яд. ЖРД могут быть твердофазными, жидкофазными и газофазными, в соответствии с характером активной зоны. В твердофазном

реакторе рабочее тело нагревается при соприкосновении со стенками тепловыделяющих элементов и поэтому его предельная темп-ра определяется максимально допустимой темп-рой для материала стенок. Созданы работоспособные конструкции с темп-рой рабочего тела  $\sim 2800\text{--}3000^\circ\text{K}$  и давлением до  $100\text{ атм}$ . В связи с этим удельные тяги Яд. ЖРД с твердофазным реактором, работающим на жидком водороде, достигают порядка  $800\text{ кг}\cdot\text{сек}/\text{кг}$ . Создание жидкофазных и газофазных реакторов для Яд. ЖРД — весьма сложная инженерная задача, разрешение к-рой, при соответствующей изоляции стенок камеры от высоких темп-р, позволит увеличить удельные тяги Яд. ЖРД в 3 и более раз.

Высокие значения удельных тяг Яд. ЖРД, экономичность ядерных источников энергии, возможность обеспечения больших тяг двигателей определяют их применение в качестве силовых установок космич. ракетных систем.

Большой недостаток Яд. ЖРД — опасность заражения окружающего пространства и поражение экипажа радиоактивными излучениями и продуктами распада, что определяет необходимость создания соответствующей защиты, к-рая существенно утяжеляет конструкцию атомной силовой установки и усложняет эксплуатацию и обеспечение надежной работы Яд. ЖРД.

Воздушно-реактивные двигатели (ВРД). В качестве рабочего тела ВРД, в его основе, используется воздух окружающей атмосферы, что обуславливает зависимость работы ВРД от внешней среды. При химич. источнике энергии кислород воздуха является также окислителем, а в баки летательного аппарата заправляется лишь один компонент топлива — горючее (обычно керосин). В случае ядерного источника энергии рабочим телом двигателя является воздух, нагреваемый в каналах атомного реактора.

ВРД составляют большую группу наиболее распространенных типов Р. д. Их широкое применение объясняется лучшей, сравнительно с ракетными двигателями, экономичностью на околозвуковых и сверхзвуковых скоростях полета в условиях атмосферы. По способу сжатия воздуха ВРД делятся (рис. 3) на бескомпрессорные и компрессорные двигатели. Бескомпрессорные ВРД делятся по виду рабочего процесса на прямоточные (ПВРД) и пульсирующие (ПуВРД). Об установке и принципе действия ПВРД см. *Воздушно-реактивный двигатель*.

Наиболее эффективно применение ПВРД при полете при числах  $M \geq 2,5\text{--}3,0$ . Они обеспечивают полет до чисел  $M = 5\text{--}6,0$  на высотах до  $40\text{ км}$ . Если осуществить процесс горения при сверхзвуковых скоростях потока в камере, то возможно применение этих двигателей и до больших чисел  $M$ . Параметры ПВРД зависят от высоты и скорости полета. Основные характеристики ПВРД для  $H = 15\text{ км}$  и числа  $M = 3,0$  следующие:  $R$  до  $2 \cdot 10^4\text{ кг}$ ,  $R_{уд}$  до  $100\text{ кг}\cdot\text{сек}/\text{кг}$ ,  $\gamma = 0,05\text{--}0,15$ ;  $C_{уд} = (0,7\text{--}1,0) \cdot 10^{-3}\text{ кг}/\text{кг}\cdot\text{сек}$ ,  $R_{лоб} = (1\text{--}1,5) \cdot 10^4\text{ кг}/\text{м}^2$ .

ПВРД применяются как силовые установки зенитных управляемых ракет, на сверхзвуковых истребителях и крылатых ракетах дальнего действия.

Для повышения эффективности бескомпрессорных ВРД при малых скоростях полета возможно применение ПуВРД, к-рые отличаются от ПВРД наличием клапанов во входной части двигателя (рис. 6). Горючее подается в камеру периодически, в соответствии с рабочим процессом, давление в камере при сгорании топлива возрастает, а цикл двигателя приближается к циклу со сгоранием при постоянном объеме; поэтому рабочий процесс ПуВРД более экономичен,

чем у ПВРД. В конце процесса истечения газа через сопло, вследствие инерции потока, в камере сгорания создается разрежение, благодаря к-рому входные клапаны открываются и пропускают в камеру новую порцию воздуха. Геометрич. размеры двигателя подбираются так, чтобы частота всплесков в камере сгорания была равна частоте колебаний газového потока, заполняющего двигатель. С увеличением

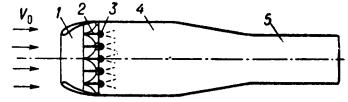


Рис. 6. Схема пульсирующего воздушно-реактивного двигателя. 1 — входной диффузор, 2 — клапаны, 3 — форсунки, 4 — камера сгорания, 5 — сопло в виде удлиненной трубы.

скорости полета преимущества ПуВРД теряются. Из-за малой эффективности они применяются в основном в авиамоделях.

Компрессорные ВРД включают турбореактивные (ТРД) и двухконтурные турбореактивные двигатели (ДТРД). Об устройстве и принципе действия ТРД см. *Воздушно-реактивный двигатель*.

ТРД обеспечивают полеты летательных аппаратов до чисел  $M = 3,0$  на высотах до  $30 \cdot 10^3\text{ м}$ . Основные показатели современных ТРД без форсирования для стандартных условий:  $R = (3\text{--}15) \cdot 10^3\text{ кг}$ ,  $R_{уд} = 60\text{--}70\text{ кг}\cdot\text{сек}/\text{кг}$ ,  $C_{уд} = (0,2\text{--}0,25) \cdot 10^{-3}\text{ кг}/\text{кг}\cdot\text{сек}$ ,  $\gamma = 0,2\text{--}0,3$ ;  $R_{лоб}$  до  $1 \cdot 10^4\text{ кг}/\text{м}^2$ .

ТРД применяются как силовые установки самолетов военной и гражданской авиации. Высокая экономичность в плотных слоях атмосферы позволяет применять ТРД как силовые установки первых ступеней космич. ракетных систем.

Для ДТРД (рис. 7) характерно то, что двигатель имеет два контура: 1 — внутренний и 2 — наружный. Во внутреннем контуре расположены обычные элементы турбореактивного двигателя, с тем отличием,

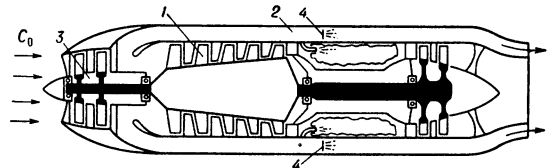


Рис. 7. Схема двухконтурного турбореактивного двигателя. 4 — форсунки для дополнительного сжигания топлива во втором контуре.

что турбина развивает большую мощность, чем требуется для вращения компрессора внутреннего контура. Избыточная мощность расходуется на привод низконапорного компрессора 3 (вентилятора) во втором контуре, где может дополнительно сжигаться топливо. Снижение, сравнительно с ТРД, выходных скоростей истечения, обусловленное характером процесса ДТРД (большие степени расширения на турбине, смещение потоков основного и дополнительного контуров), делает ДТРД экономичнее ТРД в области дозвуковых и околозвуковых скоростей полета, где они применяются как силовые установки транспортных самолетов. Однако такая конструкция утяжеляет двигатель и увеличивает его поперечное сечение.

Электроракетные двигатели (ЭРД). Для продолжительного (месяц, год) космич. полета применять рассматриваемые ранее ракетные двигатели невозможно из-за их низкой экономичности. В то же время для такого полета от двигателей не требуется большой тяги. Решить задачу высокой экономичности двигателя, исходя из принципов получения больших скоростей, основанных на истечении газа через сопло камеры, в к-рой поддерживаются высокие давление



Рис. 8. Сравнительные характеристики и области применения нек-рых типов реактивных двигателей.

и темп-ра, не представляется возможным. Лучшие Р. д. на химическом и ядерном топливе позволяют получить, соответственно, скорости истечения порядка  $4 \cdot 10^3$  и  $8 \cdot 10^3$  м/сек, что эквивалентно удельным тягам 400 и 800 кг·сек/кг и более.

Требованиям длительного управляемого космич. полета могут удовлетворить ЭРД — ионные и плазменные (находящиеся пока в стадии разработки). Предполагается, что скорости истечения в ЭРД будут достигать от  $2 \cdot 10^4$  до  $2 \cdot 10^5$  м/сек. Это возможно при применении в качестве рабочего тела заряженных частиц, к-рые разгоняются в электростатич. и магнитных полях. Общее для этой группы двигателей то, что для ионизации рабочего тела или для превращения его в плазму и последующего ускорения до больших скоростей требуются огромные затраты электрич. энергии на единицу массы. Как первичный источник энергии, для ЭРД рассматривают в основном атомный, обладающий большой энергоемкостью. Тепловая энергия, получаемая в реакторе, может быть преобразована в электрическую либо непосредственно (напр., с помощью термоэмиссионных и термоэлектрич. элементов), либо последовательным преобразованием тепловой энергии в механическую, а затем в электрическую с помощью турбогенераторов с газовым или паровым циклом.

Ионный ЭРД основан на ускорении электрич. полем ионов, получаемых с помощью ионного источника или поверхностной ионизации с последующей компенсацией объемного заряда ионов электронами, что обеспечивает в целом нейтральность рабочего тела, покидающего летательный аппарат. Этим предупреждается образование объемного заряда у летательного аппарата.

Ионные ЭРД могут оказаться наиболее подходящими для многих основных видов космич. полетов с

низким значением отношения тяги к весу и высокими скоростями истечения до  $2 \cdot 10^5$  см/сек.

Недостаток ионного ЭРД — малая тяга ( $\leq 1$  г/см<sup>2</sup>) с единицы площади выходного сечения. Это объясняется тем, что наличие большого объемного заряда ограничивает плотности тока (см. Ленгмюра формула).

В переменных ЭРД трудности, связанные с малой величиной тяги с  $1$  м<sup>2</sup>, не возникают, т. к. рабочим телом здесь служит плазма — электрически нейтральная газовая смесь электронов и ионов. Рабочим телом плазменного двигателя могут быть Li, He, Ar, N и ряд др. веществ. Ускорение плазмы в двигателе может осуществляться под действием только сил, возникающих при взаимодействии магнитного поля и токов, текущих в плазме, или может сочетаться электромагнитный способ ускорения с обычным (расширение в сопле). Такое сочетание целесообразно, т. к. обладая высокими темп-рой и давлением, плазма может иметь большие скорости даже при истечении из простого сопла. Величина макс. темп-ры плазмы может существенно отличаться от темп-ры стенок камеры, т. к. энергия передается непосредственно газу, а высокая электропроводность плазмы используется для ее изоляции от твердых стенок с помощью магнитных полей. Ввиду разнообразия способов воздействия магнитогидродинамич. сил на плазму существует много схем ускорителей нейтральной плазмы. Напр., дуговой плазменный двигатель с обычным соплом и нагревом плазмы в электрич. дуге развивает удельные тяги до 1200—1500 кг·сек/кг. Если же ускорение осуществляется с использованием электромагнитных сил, то удельные тяги могут достигать 5000 кг·сек/кг и более.

Предполагается, что ЭРД будут иметь малые тяги от одного до неск. десятков кг при огромной продолжительности работы. Подробнее см. *Электрореактивные двигатели*.

Лит.: 1) Теория реактивных двигателей, под ред. Б. С. Стечкина, М., 1956, с. 5—33; 2) Стечкин Б. С. [и др.], Теория реактивных двигателей, М., 1958, с. 5—18; 3) Мельников Т. М., Мелик-Пашаев Н. И., Теория двигателей, [М.], 1962, с. 57—81; 4) Корлисс У. Р., Ракетные двигатели для космических полетов, пер. с англ., М., 1962, с. 29—36, 134—63, 241—329; 5) Плазменные и электростатические ракетные двигатели, пер. с англ., М., 1962, с. 11—28, 77—88, 110—142. Ю. П. Тихомиров.

**РЕАКТОР-РАЗНОЖИТЕЛЬ** — см. *Бридер, Ядерные реакторы*.

**РЕАКТОРЫ ЯДЕРНЫЕ** — см. *Ядерные реакторы*.

**РЕАКЦИИ СВЯЗЕЙ** — силы воздействия на точки механич. системы тел, реализующих наложенные на эту систему связи (см. *Связи механические*). В отличие от активных сил, Р. с. являются величинами, заранее неизвестными; они зависят от действующих на систему активных сил, а при движении — еще и от закона движения системы и находятся в результате решения соответствующих задач статики или динамики. Направления Р. с. в нек-рых случаях определяются видом связей. Так, если в силу наложенных связей точка системы вынуждена все время оставаться на заданной

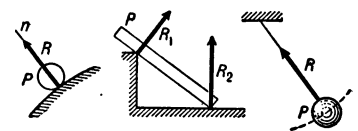


Рис. 1.

гладкой (лишенной трения) поверхности, то Р. с. направлены по нормали  $n$  к этой поверхности. На рис. 1 даны примеры связей, действующих на тело  $P$  (гладкая поверхность, опора, нерастяжимая гибкая нить), для к-рых направления Р. с.  $R$  заранее известны. На рис. 2 показаны гладкий цилиндрич. шарнир (подшипник), для к-рого неизвестны две, и гладкий сферич. шарнир, для к-рого неизвестны все три составляющие Р. с. Для шероховатой поверх-

ности  $P$ . с. имеет две составляющие: нормальную и касательную, наз. силой трения.

При решении задач величины  $P$ . с. определяют из ур-ний равновесия или движения механич. системы,

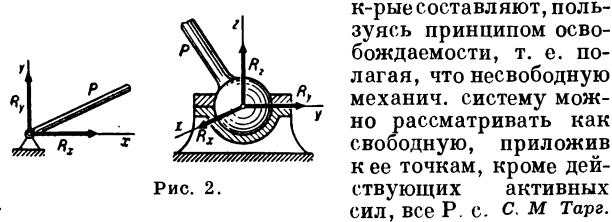


Рис. 2.

к-рые составляют, пользуясь принципом освобожденности, т. е. полагая, что несвободную механич. систему можно рассматривать как свободную, приложив к ее точкам, кроме действующих активных сил, все  $P$ . с. С. М. Тарг.

**РЕАКЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ** (радиационное трение, торможение излучением) — сила, действующая на электрон (и вообще на заряженную частицу) со стороны вызванного им поля электромагнитного излучения.

Всякое движение заряда с ускорением приводит к излучению электромагнитных волн. Электромагнитные волны уносят энергию и импульс. Поэтому система движущихся с ускорением зарядов не является замкнутой: в ней не сохраняются энергия и импульс. Такая система ведет себя как механич. система при наличии сил трения (диссипативная система), к-рые вводятся для описания факта несохранения энергии в системе вследствие ее взаимодействия со средой. Совершенно так же передачу энергии (и импульса) заряженной частицей электромагнитному полю излучения можно описать как «лучистое трение». Зная теряемую в единицу времени энергию (т. е. интенсивность излучения), можно определить силу трения. В случае электрона, движущегося в ограниченной области со скоростью, малой в сравнении со скоростью света  $c$ , интенсивность излучения составляет:

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \omega^2, \quad (1)$$

где  $\omega$  — ускорение,  $e$  — заряд электрона. Если движение носит приближенно-периодич. характер, то соответствующая сила трения выражается ф-лой, полученной впервые Г. Лоренцом:

$$F = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{d\omega}{dt}. \quad (2)$$

$P$ . и. приводит к затуханию колебаний заряда, что проявляется в уширении спектральной линии излучения (т. н. естественная ширина линии).

Понять природу  $P$ . и. можно след. образом. Создаваемое ускоренно движущимся электроном поле, имеющее на больших расстояниях характер бегущей волны, отлично от нуля и в области вблизи заряда. Действие этого поля («собственного поля») на заряд и дает  $P$ . и. Необходимость учета действия заряда на самого себя (через создаваемое им поле) приводит к принципиальным трудностям, тесно связанным с проблемой структуры электрона, природы его массы и др. (см. *Квантовая электродинамика, Перенормировка заряда, массы*).

Строгая постановка задачи состояла бы в следующем. Имеется динамическая система из зарядов и электромагнитного поля. Она описывается двумя связанными системами ур-ний: ур-ниями движения частиц в поле и ур-ниями поля, определяющего его расположение и движением заряженных частиц. Практически имеет смысл лишь приближенная постановка задачи методом последоват. приближений. Напр., сначала находится движение электрона в заданном поле (т. е. без учета собств. поля), затем — поле заряда по его заданному движению и далее, в качестве поправки, — влияние этого поля на движение заряда, т. е.  $P$ . и. Такой метод дает хорошие

результаты для излучения с длиной волны  $\lambda \gg r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  ( $r_0 \approx 2 \cdot 10^{-13}$  см — «классический радиус» электрона). Реально уже при  $\lambda \sim \hbar/mc \sim 10^{-10}$  см необходимо учитывать квантовые эффекты. Поэтому приближенный метод учета  $P$ . и. справедлив во всей области применимости классич. электродинамики.

*Квантовая электродинамика* в принципиальном отношении сохранила тот же подход к проблеме, основанный на методе последоват. приближений (*возмущенной теория*). Но ее методы позволяют учесть  $P$ . и., т. е. действие собств. поля на электрон, практически с любой степенью точности; причем не только «диссипативную» часть  $P$ . и. (затухание спектральных линий), но и «потенциальную» ее часть, т. е. эффективное изменение внешнего поля, в к-ром движется электрон. Это проявляется в изменении энергетич. уровней (см. *Сдвиг уровней, Радиационные поправки*) и изменении эффективных сечений процессов столкновений.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2); 2) Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936.

В. В. Берестецкий.

**РЕВЕРБАЦИОННАЯ КАМЕРА** (звонкая, диффузная) — помещение для акустич. измерений, в к-ром звук по возможности полностью отражается от ограждающих поверхностей и в каждой точке к-рого звуковое давление в среднем одинаково, а приход звуковых волн с разных направлений равновероятен. Стены  $P$ . к. изготавливают из железобетонных конструкций и кирпича, а внутр. поверхности  $P$ . к. облицовывают материалами с минимальным звукопоглощением (высокомарочным цементным раствором, мрамором и др.). Диффузность звукового поля достигается неправильностью формы  $P$ . к. (непараллельность ограждающих поверхностей, специально созданные неровности на стенах) и развешиванием в них в случайном порядке отражающих элементов в виде изготовленных из фанеры или гетинакса изогнутых пластин, размеры к-рых сравнимы с длинами звуковых волн. Общая площадь таких рассеивателей должна быть примерно равна площади пола  $P$ . к. Обычно  $P$ . к. изолируют от внешних звуков и вибраций, для чего нек-рые из них устанавливают на амортизаторы в виде упругих прокладок или пружин. Звуковое поле в  $P$ . к. создается 2—4 громкоговорителями, направленными в углы  $P$ . к.

В  $P$ . к. объемом  $\sim 200$  м<sup>3</sup> производят измерения коэфф. звукопоглощения материалов (см. *Акустические измерения*), градуировку измерит. микрофонов и шумомеров, измерения акустич. отдачи машин и др. источников шума, субъективные исследования слуха, измерения уровня громкости шумов. Иногда  $P$ . к. пользуются также для измерения характеристик электромагнитных волн; в этом случае ее отделяют изнутри медной фольгой. Две смежные  $P$ . к. объемом  $\sim 50$  м<sup>3</sup> каждая с общим проемом в одной из стен в форме окна применяются для измерения звукоизоляции от возд. шума монтируемых в этот проем материалов. Такие же две  $P$ . к., но расположенные одна над другой с проемом между ними, применяют для измерения звукоизоляции от ударного шума образцов перекрытий, устанавливаемых в проеме.

Качество  $P$ . к. характеризуется временем реверберации (см. *Реверберация*) и равномерностью звукового поля. Для больших  $P$ . к. в случае измерения коэфф. звукопоглощения время реверберации должно быть не менее 5 сек на частотах 125—500 гц; 4,5 сек при 1000 гц, 2 сек при 4000 гц; практически же оно достигает 15—20 сек при 100 гц и 3,5 сек при 4000 гц. Неравномерность звукового давления в рабочей области хорошей  $P$ . к.  $\approx 1$  дб и только вблизи стен доходит до 2—5 дб. Рабочую область не рекомендуется выби-

рать вблизи излучателя, где сказывается прямое излучение, и вблизи стен Р. к.

Лит.: Инструкция по измерениям звукоизоляции в зданиях, М., 1959; 2) Лебедева И. В., Исследование реверберационной меры кафедры акустики МГУ, «Акуст. ж.», 1960, т. 6, вып. 3, с. 326—34. Д. Лопашев.

**РЕВЕРБЕРАЦИЯ** — процесс постепенного затухания звука в закрытых помещениях после выключения источника. Воздушный объем помещения представляет собой колебат. систему с очень большим числом собств. частот. Каждое из собств. колебаний характеризуется своим коэфф. затухания, зависящим от поглощения звука при отражении от ограничивающих поверхностей и при распространении. После выключения источника возбужденные им собств. колебания затухают. Р. оказывает значит. влияние на слышимость речи и музыки в помещении, т. к. нестационарное излучение их источников непрерывно возбуждает все новые и новые виды постепенно затухающих собств. колебаний; при этом слушатели воспринимают прямой звук на фоне ранее возбужденных колебаний возд. объема, спектры к-рых изменяются во времени в соответствии с текущими изменениями спектра излучаемых колебаний. Влияние Р. тем более значительно, чем медленнее затухают собств. колебания.

Если размеры помещения достаточно велики по сравнению с длинами волн в области частот, занимаемой речью и музыкой, то в этой области собств. частоты возд. объема располагаются настолько близко друг к другу, что их спектр допустимо считать непрерывным. При этом воспринимаемый слушателем акустич. процесс можно представить как результат сложения прямого звука и ряда постепенно запаздывающих его повторений, обусловленных отражением от ограничивающих поверхностей. Интенсивность отраженного звука в среднем убывает с возрастанием запаздывания вследствие потерь энергии. Расчет относит. интенсивности и времени запаздывания каждого из этих повторений практически невыполним; но если число отражений достаточно велико, то средний ход убывания интенсивности отраженного звука можно рассчитать статистически. В 1-м приближении процесс Р. рассматривается как последовательность дискретных актов поглощения, происходящих через интервалы, равные среднему времени свободного пробега звуковой волны между двумя отражениями. Предположение, что при каждом отражении теряется всегда одна и та же доля наличного запаса звуковой энергии, определяющая т. н. средний коэфф. поглощения, приводит к экспоненциальному закону затухания. В качестве меры длительности Р. выбирается время, в течение к-рого интенсивность звука уменьшается в  $10^6$  раз, а его уровень — на  $60 \text{ дб}$  (время Р.). Согласно статистич. теории, время Р.  $T = 13,8 \tau / [-\ln(1 - \alpha)]$ , где  $\alpha$  — средний коэфф. поглощения,  $\tau = 4V/cS$  — среднее время свободного пробега звука ( $V$  — объем помещения,  $S$  — общая ограничивающая поверхность,  $c$  — скорость звука в воздухе).

Время Р. — важнейший фактор, определяющий акустич. качество помещения (подробнее см. *Архитектурная и строительная акустика*). Измеряют время Р., записывая процесс убывания уровня звука после выключения его источника; для этого применяются логарифмирующие самописцы. Время Р. определяется по среднему наклону записанной на ленте уровняграммы. Измерит. сигналами служат частотные полосы шума шириной в  $1/3$  октавы, частотно-модулированные («воющие») тоны или короткие импульсы.

Лит.: 1) Фурдуй В. В., Акустические основы вещания, М., 1960; 2) Мороз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; 3) Веранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952. В. В. Фурдуй.

**РЕГЕНЕРАЦИЯ** (в теории колебаний и радиотехнике) — частичная или полная компенсация потерь

для заданного процесса, протекающего в динамич. системе. В колебат. системах Р. приводит к уменьшению затухания свободных колебаний системы, а при полной компенсации потерь — к самовозбуждению системы (возникновению автоколебаний).

Р. может быть осуществлена включением в систему источника энергии и органа, регулирующего подачу энергии от него в систему. Такое устройство (активный элемент системы) в ряде случаев можно рассматривать как двухполусюнк с отрицательным сопротивлением, что связано либо с сочетанием усилит. элемента (напр., электронной лампы) с цепью обратной связи, либо с физ. особенностями процессов, протекающих в одном из элементов системы и приводящих к появлению в данном элементе *падающей характеристики* (напр., в нек-рых газоразрядных приборах, полупроводниковых *туннельных диодах* и др.). В колебат. системах возможна также Р. за счет периодич. изменения одного из реактивных параметров системы  $L$  или  $C$  (параметрическая регенерация). Для вынужденных процессов регенерируемая система представляет собой систему с уменьшенным затуханием или систему, в к-рой скомпенсирована увеличенная нагрузка, соответствующая повышенному отбору мощности. Такая система действует как усилитель, т. к. в нагрузку можно отбирать мощность, большую, чем мощность, вводимая в систему извне.

Пример регенеративной системы — регенеративный приемник (см. *Радиоприемные устройства*), представляющий собой электрическую колебат. систему (рис. 1), в к-рой комбинация электронной лампы и цепи обратной связи создает Р., т. е. уменьшение действительного затухания резонансного контура. Если обратная связь не превосходит нек-рого критич. значения, т. е. коэфф. взаимной индукции  $M < M_{кр}$ , то для малых колебаний можно считать характеристику лампы линейной, и колебания в контуре описываются ур-нием:

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{1}{L} \left[ R - \frac{MS}{C} \right] \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 U = 0,$$

где  $U$  — напряжение на емкости  $C$ ,  $S$  — крутизна лампы,  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  — частота свободных колебаний контура. Из ур-ния видно, что такая система эквивалентна обычному *колебательному контуру* с активным сопротивлением, равным  $(R - MS/C)$ . Т. о., здесь имеет место компенсация потерь за счет отрицат. сопротивления  $MS/C$ . Если  $M > M_{кр} = RC/S$ , то для малых колебаний не только будут скомпенсированы полностью потери, но и будет вводиться энергия в систему (знак скобки  $[R - MS/C]$  изменится); состояние покоя станет неустойчивым, и в системе будет иметь место нарастающий колебат. процесс, т. е. самовозбуждение колебаний. Ограничение нарастающих колебаний может быть объяснено только с учетом соответствующих нелинейных свойств системы. При  $M < M_{кр}$  контур имеет повышенную *добротность*, слабые принимаемые сигналы будут возбуждать в нем большую амплитуду вынужденных колебаний. В этом случае в результате Р. увеличивается действующая добротность колебат. системы, обостряется ее резонансная кривая (хотя реальное сопротивление и потери в контуре остаются неизменными), в результате чего в нем будет выделяться большая мощность сигнала, т. е. будет иметь место усиление.

Другой пример регенеративной системы — усилитель с туннельным диодом  $ТД$  (рис. 2). Характеристика туннельного диода имеет падающий участок;

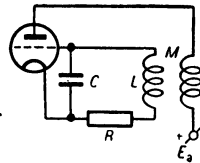


Рис. 1.

выбором рабочей точки на нем можно для малых колебаний в контуре  $LCG$  ( $G$  — проводимость контура и нагрузки) добиться частичной или полной компенсации затухания, вызванного потерями в контуре и полезной нагрузкой. Формально это м. б. описано подключением параллельно положит. проводимости  $G$  отрицат. проводимости —  $G_{ТД} = \Delta I / \Delta U$ . По отношению к входному сигналу, задаваемому током  $I_{вх}$ ,

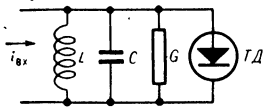


Рис. 2.

этот контур будет вести себя так же, как и контур регенеративного приемника по отношению к воздействию напряжению.

Параметрич. регенерация электрической колебат.

системы осуществляется периодич. изменением емкости или индуктивности системы с частотой, находящейся в определенном соотношении с частотой регенерируемого процесса (см. *Параметрическое возбуждение колебаний*). В такой системе, представляющей собой недовозбужденный параметрический генератор, энергия, поступающая в систему за счет работы сил, изменяющих параметр, не покрывает всех потерь. Здесь имеют место своеобразные резонансные явления, характер протекания к-рых зависит от фазовых соотношений между воздействующими колебаниями и процессом изменения параметра. Параметрич. регенерация применяется в *параметрических усилителях*.

Лит.: 1) Манделъштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 1—3, М., 1948—50; 2) Горелик Г., «ЖТФ», 1934, т. 4, вып. 10; там же, 1935, т. 5, вып. 2, 3; 3) Рубчинский Э. М., «Изв. электротром-сти слабого тока», 1935, № 3; 4) Дивильковский М., Рытов С., «ЖТФ», 1936, т. 6, вып. 3; 5) Мигулин В. В., «Вестн. МГУ», 1960, № 6.

В. В. Мигулин.

## РЕГЕНЕРАЦИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА — см.

*Воспроизводство ядерного топлива.*

**РЕГРЕССИЯ** (в теории вероятностей и математической статистике) — зависимость среднего значения к.-л. случайной величины  $y$  от другой неслучайной величины  $x$ . Понятие  $P$ . в нек-ром смысле обобщает понятие функциональной зависимости. Статистич. анализ  $P$ . служит основой корреляционного и конфлюэнтного анализов, к-рые применяются, когда  $x$  — случайная величина. См. *Корреляция, Наименьший квадратов метод.*

Л. Н. Большев.

## РЕГУЛИРОВАНИЕ АВТОМАТИЧЕСКОЕ —

процесс поддержания или изменения по заданным условиям к.-л. величины в машинах, аппаратах или иных технич. устройствах, осуществляемый специально для этой цели присоединяемыми приборами — автоматическими регуляторами.

Установленный режим машины или иного технич. устройства обычно нарушается внешними возмущениями. Какова бы ни была природа этих возмущений, их вредное действие на процесс должно быть скомпенсировано соответствующим управляющим воздействием в ем регулятора. Так, напр., постоянство оборотов любого двигателя нарушается изменением внешней нагрузки и должно поддерживаться за счет воздействия на органы, дозирующие подвод пара, топлива и т. д.; постоянство темп-ры в к.-л. приборе нарушается при изменении условий теплообмена и должно компенсироваться изменением интенсивности обогрева; курс самолета нарушается порывами ветра, возд. ямами и др. изменениями условий полета и должен поддерживаться воздействиями на рули и т. д.

Для поддержания постоянства к.-л. величины можно было бы замерять возмущения и воздействовать на машину в зависимости от этих замеров. Такой путь стабилизации процесса наз. автоматическ. о й к о м п е н с а ц и е й. Но далеко не всегда можно предусмотреть все возможные источники воз-

мущений и тем более замерить возмущения. Поэтому во многих случаях управление процессом только путем автоматич. компенсации вообще невозможно.

Значительно чаще вместо замера самых разнообразных возмущений ограничиваются замером величины, к-рую необходимо регулировать, и воздействуют на машину в зависимости от отклонения этой величины от заданного значения. Принципиальную схему системы регулирования, построенную на этом принципе, см. на рис. 1.

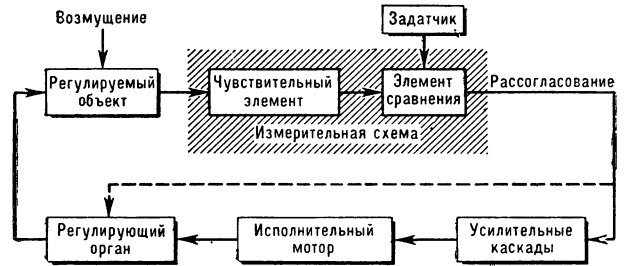


Рис. 1.

Машина, аппарат или иное устройство, к к-рому присоединяется регулятор для осуществления процесса  $P$ . а., наз. регулируемым объектом, а часть регулируемого объекта, на к-рую воздействует регулятор, — регулирующим органом объекта. Величина, подлежащая регулированию, наз. регулируемой величиной, или регулируемым параметром. Когда регулируемым параметром является рассогласование между положением в пространстве двух тел, а цель регулирования — поддержание нулевого значения этого рассогласования, система  $P$ . а. наз. следящей системой.

Регулятор должен содержать устройство, с помощью к-рого устанавливается задание, т. е. то значение регулируемой величины, к-рое должно поддерживаться регулятором, — т. н. задатчик. Люб. регулятор содержит измерительную схему (или измерит. устройство), к-рая измеряет текущее значение регулируемого параметра, сравнивает его с заданным значением (устанавливаемым задатчиком) и реагирует на их рассогласование или ошибку, т. е. на отклонение текущего значения регулируемого параметра от заданного значения. Иногда измерит. схема представляет собой одно устройство, к-рое измеряет текущее значение регулируемой величины, сравнивает его с заданным значением и вырабатывает сигнал рассогласования; однако чаще измерит. схема регулятора состоит из двух приборов — чувствительного элемента, или измерителя, производящего замер регулируемой величины, и элемента сравнения, в к-ром сравниваются выходные сигналы чувствит. элемента и задатчика и вырабатывается сигнал рассогласования. Если измерит. схема регулятора при отклонении регулируемого параметра от заданного значения развивает усилие и энергию, достаточные для перемещения регулирующего органа с требуемой скоростью, чувствит. элемент непосредственно соединяет с регулирующим органом (пунктир на рис. 1), и регулятор наз. регулятором прямого действия. В остальных случаях измерит. схема регулятора служит лишь командным прибором: выработанный в ней сигнал управляет к.-л. усилит. каскадами (гидравлическими, пневматическими, электронными и т. д.), в к-рых за счет подвода энергии извне развивается усилие и мощность, достаточные для перемещения регулирующего органа (рис. 1).



Регулятор, включающий усилит. каскады, наз. регулятором непрямого действия.

Регулятор как прямого, так и непрямого действия реализует замыкание регулируемого объекта отрицательной обратной связью. Стабилизирующий эффект такого замыкания может быть понят рассмотрением статич. характеристик регулируемого объекта в линейном случае:

$$x = a\Delta N + by, \quad (1)$$

где  $x$  — рассогласование,  $\Delta N$  — изменение нагрузки на регулируемый объект,  $y$  — отклонение положения регулирующего органа,  $a$  и  $b$  — числа. Если бы положение регулирующего органа не изменялось ( $y = 0$ ), то установилось бы рассогласование (статич. ошибка)  $x_{\infty} = a\Delta N$ . Чтобы скомпенсировать его, надо было бы отклонить регулирующий орган на  $y_{\infty} = -(a/b)\Delta N$ . Допустим теперь, что  $\Delta N$  неизвестно, но при помощи регулятора объект замкнут отрицат. обратной связью с общим коэфф. усиления  $k$ :

$$y = -kx. \quad (2)$$

Из (1) и (2) имеем

$$x_{\infty} = a\Delta N / (1 + k), \quad (3)$$

т. е. ошибка уменьшается в  $(1 + k)$  раз и  $x_{\infty} \approx 0$  при всех возможных  $\Delta N$ , если  $\Delta N$  не превосходит некоего конечного числа  $M$  ( $\Delta N \leq M$ ) и  $k$  достаточно велико.

В этих рассуждениях полностью пренебрегалось динамич. эффектами в регулируемом объекте и в регуляторе. Реальные объект и регулятор описываются не равенствами (1) и (2), а дифференциальными уравнениями, и благодаря динамич. эффектам замыкания объекта отрицат. обратной связью придает ему склонность к раскачиванию процесса регулирования, нарушению его устойчивости, к-рую преодолевают в ходе проектирования и наладки регулятора. Для обеспечения устойчивости регулирования и повышения его качества в регулятор вводят т. н. стабилизирующие устройства.

Если режим объекта нарушен возмущением, действующим на регулируемый объект, и далее во времени эти возмущения сохраняют постоянное значение, то регулятор может вернуть регулируемый параметр к требуемому значению независимо от величины возмущения (а статический регулятор) либо может установить новое значение регулируемого параметра, мало (на величину статич. ошибки) отличающееся от старого, но зависящее от величины остаточного возмущения (статический регулятор). В обоих случаях обратная связь, реализуемая регулятором, может либо осуществляться непрерывно, либо прерываться по тому или иному закону во время процесса регулирования. В 1-м случае регулирование наз. непрерывным, во 2-м — прерывистым, или дискретным.

Конструкция регуляторов существенно зависит от целей и особенностей их производства. Индивидуальные регуляторы предназначены для регулирования конкретного объекта (напр., регуляторы мощных турбин, регуляторы реактивных двигателей и т. д.). Специализированные регуляторы предназначены для регулирования конкретного параметра в различных объектах; примеры: почти все регуляторы прямого действия, регуляторы давления непрямого действия, многие регуляторы темп-ры и т. д. Измерит. схема и отчасти исполнитель. орган таких регуляторов являются их неотъемлемой частью. Универсальные регуляторы предназначены для регулирования самых разнообразных параметров и объектов; к ним могут быть приспособлены различные чувствит. элементы

и исполнитель. органы. Агрегатные системы автоматического регулирования — еще менее специализированные системы, чем универсальные регуляторы. Такие системы состоят из отдельных приборов — блоков, предназначенных для выполнения простейших операций над сигналом: усиления, сложения сигналов, дифференцирования, интегрирования и т. д. Любая система регулирования комплектуется из таких типовых блоков, так что при небольшом ассортименте блоков можно собрать из них самые разнообразные схемы автоматики. Современная тенденция развития Р. а., обусловленная задачами автоматизации производств, — переход от индивидуальных, специализированных и универсальных регуляторов к агрегатным системам.

#### Примеры непрерывных регуляторов

А. Регуляторы прямого действия. Центробежные регуляторы прямого действия. а) Конические регуляторы (рис. 2). При отклонении угловой скорости вала двигателя от заданного значения (устанавливаемого изменением натяга пружины П) меняется центробежная сила грузов I и соответственно изменяется равновесное положение муфты М, связанной с топливным насосом двигателя. В этом случае грузы служат чувствит. элементом, а гайка I', устанавливающая натяг пружины, — задатчиком; конич. тарелка КТ, на к-рую с одной стороны действует усилие от грузов, а с другой — от пружины, — элемент сравнения этого регулятора. Рейка топливного насоса РН — регулирующий орган двигателя, и усилие, необходимое для перемещения рейки, полностью реализуется за счет изменения центробежной силы грузов.

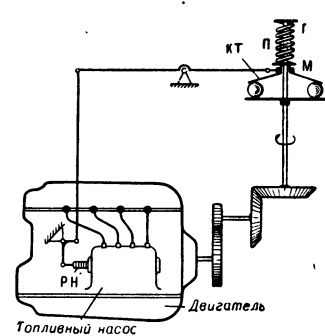


Рис. 2.

б) Плоские регуляторы (рис. 3) — грузы перемещаются в плоскости вращения; на груз действует, помимо центробежной силы инерции, зависящей от угловой скорости, тангенциальная сила инерции, пропорциональная угловому ускорению. При перемещении грузов эксцентрик перемещает муфту (не показанную на рис.). В таком регуляторе мгновенное положение муфты, а значит, и регулируемого органа определяется не только отклонением регулируемого параметра (т. е. угловой скорости) от заданной величины, но и величиной первой производной от регулируемого параметра по времени (т. е. угловым ускорением). Это — пример регулятора прямого действия с воздействием по производной (регулятор ст. н. предвзр. ие м). Воздействие по производной (предварение) — одно из основных стабилизирующих средств, применяемых в регуляторах как прямого, так и непрямого действия.

Поплавковые регуляторы уровня прямого действия распространены очень широко (от поплавокных регуляторов в карбюраторах автомобильных двигателей (рис. 4) до крупнейших регуляторов больших промышленных резервуаров). В таких регуляторах вес поплавка уравновешивается архимедовой силой (элемент сравнения), и при отклонении уровня от заданного значения поплавок, всплывая или опускаясь, изменяет положение регулирующего органа, дозирующего подвод или сток жидкости (игла на рис. 4). При необходимости изменить под-

держиваемый регулятором уровень жидкости дополнительно устанавливается пружина, действующая на поплавок; изменяя натяг пружины (задатчик), изменяют и архимедову силу, необходимую для равновесия поплавка, а значит, и уровень жидкости, к-рый поддерживается регулятором.

Поплавковые регуляторы уровня прямого действия распространены очень широко (от поплавокных регуляторов в карбюраторах автомобильных двигателей (рис. 4) до крупнейших регуляторов больших промышленных резервуаров). В таких регуляторах вес поплавка уравновешивается архимедовой силой (элемент сравнения), и при отклонении уровня от заданного значения поплавок, всплывая или опускаясь, изменяет положение регулирующего органа, дозирующего подвод или сток жидкости (игла на рис. 4). При необходимости изменить под-

Рис. 3.

Рис. 4.

Рис. 4.

Рис. 4.

Б. Примеры регуляторов непрямого действия.

На рис. 5 показана схема системы автоматического регулирования температуры при помощи астатич. регулятора непрямого действия. Темп-ра в регулируемом объекте — теплообменнике 1 — измеряется термометром

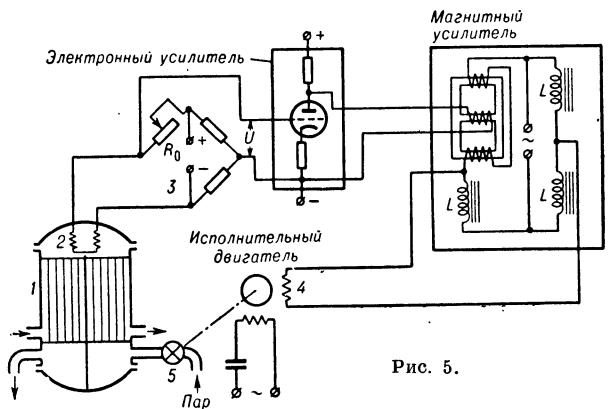


Рис. 5.

сопротивления 2 (чувствит. элемент), включенным в схему электрич. моста 3 (элемент сравнения), уравновешенного сопротивлением  $R_0$  (задатчик) при темп-ре, равной заданной. При отклонении регулируемой темп-ры от заданного значения на измерит. диагональ моста возникает напряжение  $U$ , полярность и величина к-рого определяются соответственно знаком и величиной отклонения темп-ры от заданного значения. Это напряжение, усиленное электронным усилителем (1-я ступень усиления), подается на вход (управляющую обмотку) магнитного усилителя (2-я ступень усиления), включенного в качестве одного из плеч индуктивного моста, и преобразуется в напряжение переменного тока. В диагональ моста включена управляющая обмотка 4 двухфазного асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором, перемещающего регулирующийся кран 5 (регулирующий орган), к-рый регулирует подачу теплоносителя. В любом случае в положении равновесия исполнитель. двигатель должен остановиться, а это возможно только, если восстановится баланс измерит. моста, т. е. если восстановится темп-ра в теплообменнике, точно равная заданной. Т. о., в описанном регуляторе независимо от нагрузки восстанавливается одно и то же значение параметра и, следовательно, регулятор является астатическим.

Астатич. регуляторы, имея идеальные статич. характеристики, обладают повышенной склонностью к потере устойчивости. Они могут быть превращены в статические введением внутрь. отрицат. обратных связей. Такая схема регулятора темп-ры с внутренней отрицат. обратной связью показана на рис. 6. Здесь перемещение регулирующего органа вызывает изменение сопротивления плеча  $R_{oc}$  измерит. моста, в результате чего изменяется значение темп-ры, при к-рой уравни-

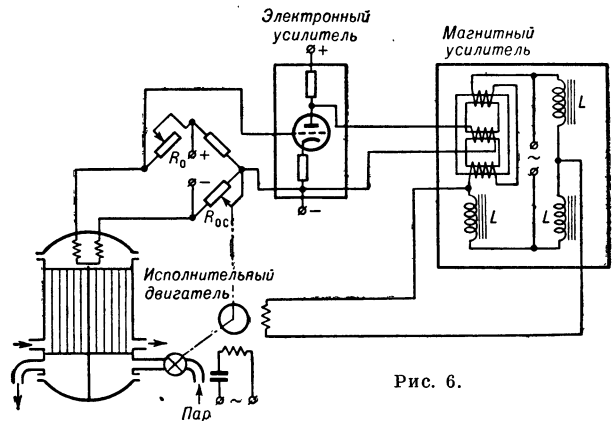


Рис. 6.

вается мост. Т. о., каждому значению нагрузки, а следовательно, каждому положению регулирующего органа соответствует свое равновесное значение регулируемой темп-ры; поэтому регулятор на рис. 6 — статический. Такая жесткая обратная связь способствует устойчивости системы, но вводит статич. ошибку.

Целесообразно так устроить обратную связь, чтобы она действовала лишь во время процесса регулирования и устранялась при подходе системы к положению равновесия. Это

позволяет объединить преимущества статич. и астатич. регуляторов. В процессе регулирования регулятор работает как статический, но статич. ошибка снимается при достижении равновесия. Подобная обратная связь наз. и з о д р о м н о й. В примере изодромного регулятора на рис. 7 сигнал обратной связи получается при помощи потенциометра и вводится в

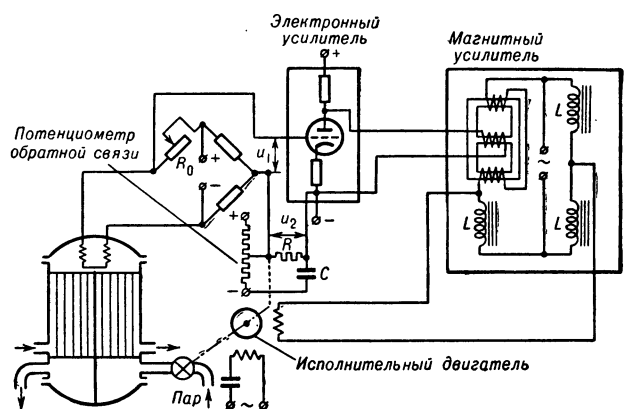


Рис. 7.

систему регулирования через контур  $R-C$ . Благодаря этому контуру в течение переходных режимов системы возникает разность потенциалов  $u_2$ , к-рая воздействует (вместе с сигналом отклонения  $u_1$ ) на последующие элементы системы; однако в установившемся режиме  $u_2 = 0$ . Изодромная связь применяется не только для улучшения статич. характеристик регулятора, но и как стабилизирующее средство.

Регуляторы прерывистого действия

Во всех рассмотренных регуляторах производится непрерывная выработка сигнала отклонения регулируемой величины от заданного значения и непрерывная же переработка этого сигнала в сигнал, управляющий перемещением регулирующего органа. Часто (напр., при регулировании сильно инерционных объектов) для обеспечения устойчивого и высококачеств. регулирования выгодно прерывать эти сигналы, т. е.

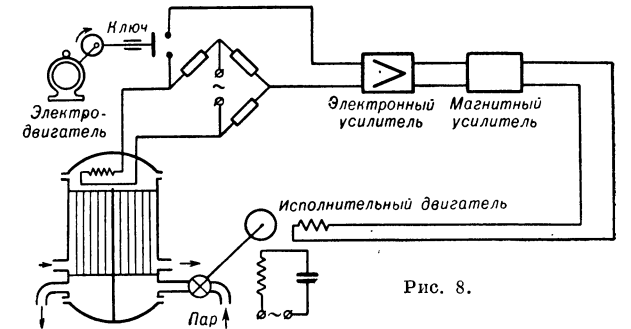


Рис. 8.

передать и переработать их импульсно. Простейший пример регулятора прерывистого действия (рис. 8) отличается от регулятора темп-ры на рис. 5 лишь наличием прерывателя (ключа), к-рый включается и выключается периодически кулачком, вращаемым электромотором. Благодаря прерывателю в цепи чувствит. элемента темп-ра измеряется и воздей-

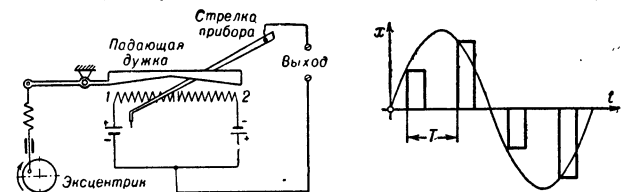


Рис. 9.

Рис. 10.

ствует далее на цепь только в интервалы времени, когда ключ замкнут. В эти интервалы регулятор действует совершенно так же, как и соответствующий непрерывный регулятор (рис. 5). Когда ключ разомкнут, регулирующийся орган объекта неподвижен. На рис. 9 показан чувствит. элемент с падающей дужкой, часто применяемый в прерывистых регуляторах вза-

мен ключа. Дужка поднимается и опускается кулачком или эксцентриком, к-рый вращается электродвигателем. Когда дужка поднята, чувствит. элемент не воздействует на регулятор и цепь регулирования разомкнута; в это время регулирующий орган неподвижен. При опускании дужки стрелка чувствит. элемента прижимается к одному из реостатов 1, 2, и цепь замыкается. На выходе чувствит. элемента образуется прямоугольный импульс, высота к-рого зависит от положения стрелки в момент прижатия ее падающей дужкой к реостату. На рис. 10 показана последовательность таких импульсов при синусоидальном изменении регулируемой величины ( $T$  — период вращения двигателя). В другой конструкции (рис. 11) дужка

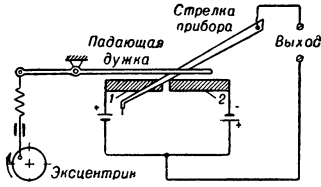


Рис. 11.

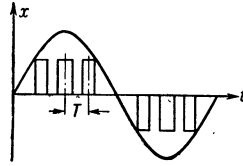


Рис. 12.

прижимает стрелку к одному из двух контактов 1, 2; этим определяется знак импульса. Высота импульса, образующегося на выходе чувствит. элемента при замыкании стрелки, постоянна, а ширина импульса (время замыкания контакта) благодаря скасам на дужке зависит от положения стрелки в момент замыкания. Последовательность импульсов при синусоидальном входном сигнале для этого случая представлена на рис. 12.

Два рассмотренных метода преобразования непрерывного сигнала в последовательность импульсов — амплитудная и широтная модуляция — типичны для большинства прерывистых регуляторов. Применяется также частотная модуляция.

**Экстремум-регуляторы и самонастраивающиеся регуляторы**

В описанных примерах задача регулятора состояла в поддержании заданного значения регулируемой величины. Иногда регулятор (контур отрицат. обратной связи) включается для достижения более сложной цели. В ряде случаев статич. характеристика объекта  $y = f(x)$  (где  $y$  — значение регулируемой величины,  $x$  — положение регулирующего органа) имеет экстремум (максимум или минимум). В зависимости от различных факторов  $f(x)$  изменяется, и точка, соответствующая экстремуму, перемещается в плоскости  $xy$  (рис. 13). Часто требуется поддерживать значение  $x$ , соответствующее экстремуму  $f(x)$ . Регулятор, осуществляющий поиск и поддержание экстремума ф-ции, наз. экстремум-регулятором.

На простейшей схеме экстремум-регулятора (рис. 14) измеренное чувствит. элементом значение регулируемой величины  $y$  подается в дифференцирующее уст-

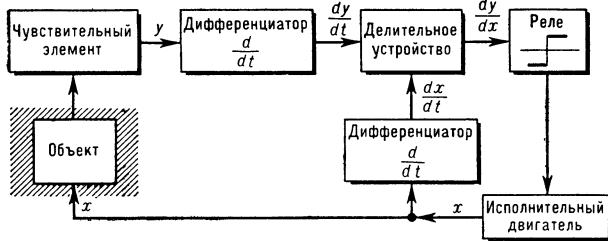


Рис. 14.

ройство. Сигнал на выходе его пропорционален производной  $dy/dt$ . Далее на вход длительного устройства подаются сигналы, пропорциональные  $dy/dt$

и скорости изменения координаты регулирующего органа  $dx/dt$ ; сигнал на выходе его пропорционален их отношению  $dy/dx$ . При изменении знака этой производной реле реверсирует исполнитель. двигатель, т. е. меняет направление перемещения регулирующего органа. Все устройство может быть рассмотрено как обычный регулятор, поддерживающий величину  $dy/dx$  на значении 0. Чувствит. элемент, реагирующий на отклонение  $y$ , в совокупности с дифференцирующим и делительным устройством, может рассматриваться как чувствит. элемент, реагирующий на отклонение  $dy/dx$  от нуля. Значение этого параметра становится неопределенным, если одновременно  $dy/dt = 0$  и  $dx/dt = 0$ . Поэтому такой регулятор может работать лишь, если регулирующий орган не останавливается при достижении максимума  $y = f(x)$ . Основной недостаток регулятора такого типа — большая чувствительность к помехам: из-за наличия помех характеристика  $f(x)$  имеет много небольших экстремумов. Чтобы описанный регулятор отличал искомым (истинный) экстремум от ложных, его приходится заметно усложнять. Для построения экстремальных регуляторов широко пользуются также и иными методами поиска (градиентным методом, методом кратчайшего спуска и т. д.; см. *Оптимизатор автоматической*).

Экстремальные регуляторы применяются не только в тех случаях, когда статич. характеристика объекта  $y = f(x)$  имеет экстремум, к-рый надо находить и поддерживать. Часто важно так управлять одним или неск. регулирующими органами, чтобы экстремальное значение принимал нек-рый сводный параметр, к-рый не может быть непосредственно измерен, но может непрерывно вычисляться по измеряемым параметрам. Таким параметром может, напр., быть кпд машины, производительность той или иной установки, стоимость расхода сырья или энергии на тонну продукта, цена изделия. В этих случаях экстремум-регулятор, объединенный с вычислит. устройством, позволяет построить систему управления сложными агрегатами и технологич. циклами, к-рая обеспечивает максимизацию или минимизацию таких параметров.

Качество процесса регулирования в обычных регуляторах существенно зависит от их настройки, т. е. от выбора значения коэффициентов усиления и постоянных времени элементов регулятора. Настройка регулятора для получения высококачеств. процесса — сложная и длит. процедура. Ее приходится повторять каждый раз при изменении характеристик регулируемого объекта. Когда качество процесса регулирования может быть оценено к.-л. сводным параметром, выбранным так, что наилучшему процессу соответствует максимум этого параметра, процесс настройки регуляторов может быть автоматизирован. С этой целью используются вычислит. устройство, подсчитывающее значение сводного параметра, и экстремальный регулятор, к-рый, воздействуя на настроечные органы регулятора, меняет его настройку до тех пор, пока сводный параметр не достигает максимума (т. е. пока не будет выбрана оптимальная настройка). Регулятор с приспособлением такого рода или с иным приспособлением для достижения той же цели наз. самонастраивающимся.

**Теория регулирования**

Замыкание регулируемого объекта отрицат. обратной связью, к-рое осуществляется включением регуляторов, придает замкнутой системе склонность к колебаниям, к потере устойчивости. Между тем к регуляторам предъявляются часто жесткие требования не только в отношении сохранения устойчивости, но и в отношении качества переходных процессов в устой-

чивых случаях. Обеспечить удовлетворение этих требований можно лишь тщательным динамич. расчетом систем. Область науки, изучающая общие свойства систем, замкнутых отрицат. обратной связью, и разрабатывающая методы расчета таких систем, наз. теорией автоматического регулирования. Основные ее разделы: методы обеспечения устойчивости регулируемых систем; анализ качества процессов регулирования в линейных системах; синтез стабилизирующих устройств; анализ и синтез регулируемых систем при наличии случайных воздействий и помех; исследование автоколебательных и иных процессов в нелинейных системах регулирования и т. д. [см. *Управление и регулирование автоматическое* (теория)].

Лит.: 1) Лоссиевский В. Л., Автоматическое регулирование, М.—Л., 1946; 2) Попов Е. П., Автоматическое регулирование, 2 изд., М., 1957; 3) Месеров М. В., Дианов В. Г., Теория автоматического регулирования и авторегуляторы, М., 1963; 4) Дудников Е. Г., Основы автоматического регулирования тепловых процессов, М.—Л., 1956; 5) Айзерман М. А., Лекции по теории автоматического регулирования, 2 изд., М., 1958. М. А. Айзерман.

**РЕГУЛЯТОРЫ**—см. *Регулирование автоматическое*.

**РЕДЖЕ МЕТОД** — теретич. метод в нерелятивистской квантовой механике и в квантовой теории поля; предложен в 1959 г. Т. Редже. Формальная идея метода состоит в том, что орбитальный момент  $l$  (или полный момент  $j$ ), к-рый в квантовой теории может быть только положительным и (в единицах  $\hbar$ ) целочисленным (или, соответственно, полуцелым), считается переменной, могущей принимать любые комплексные значения; при этом, конечно, физ. смысл имеют по-прежнему только положительные целочисленные  $l$ . Р. м. позволяет классифицировать связанные и резонансные состояния в нерелятивистской квантовой механике и элементарные частицы и резонансы в теории элементарных частиц, разбивая их на семейства, каждое из к-рых относится к одной траектории т. н. «полюса Редже» (см. ниже). Р. м. также устанавливает связь между характеристиками этих семейств (положениями уровней или значениями масс) и свойствами сечений рассеяния частиц.

В нерелятивистской квантовой механике Р. м. применяется для исследования Шредингера уравнения. Ур-ние Шредингера для радиальной ф-ции  $u_l(r) = \psi_l(r)/r$  с моментом  $l$  при рассеянии на сферически-симметричном потенциале  $U(r)$  записывается в виде

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} u_l(r) + [k^2 - V(r)] u_l(r) = 0, \quad (1)$$

где  $k^2 = 2mE/\hbar^2$ ,  $V = 2mU/\hbar^2$ . Из двух независимых решений этого ур-ния выбирается решение, удовлетворяющее граничному условию

$$u_l(r) = r^{l+1}, \quad r \rightarrow 0. \quad (2)$$

Обычно оно рассматривается при целых и положительных  $l$ . Однако и коэффициенты ур-ния (1), и граничное условие (2) — аналитические функции  $l$ ; поэтому мы вправе рассматривать комплексную плоскость  $l$ . Решение  $u_l(r)$  — также аналитич. ф-ция  $l$  в той части этой плоскости, в к-рой условие (2) однозначно определяет решение. Это имеет место в полуплоскости  $\text{Re } l > -1/2$ . Действительно, 2-е решение ур-ния (1) при малых  $r$  ведет себя как  $r^{-l}$  и в области  $\text{Re } l > -1/2$  при  $r \rightarrow 0$   $|r^{l+1}| < |r^{-l}|$ , так что добавление 2-го решения к  $u_l(r)$  противоречило бы условию (2).

При  $r \rightarrow \infty$   $u_l(r)$  может быть записана в виде

$$u_l(r) = a_l \exp\{i(kr - l\pi/2 - \pi/2)\} + b_l \exp\{-i(kr - l\pi/2 - \pi/2)\}, \quad (3)$$

причем  $a_l$  и  $b_l$  также будут аналитич. ф-циями  $l$

при  $\text{Re } l > -1/2$ . Отсюда следует, что матрица рассеяния

$$S_l = \exp(2i\delta_l) = -a_l/b_l \quad (4)$$

является мероморфной функцией  $l$  при  $\text{Re } l > -1/2$ , причем полюса  $S_l$  находятся в нулях  $b_l$ . Коэффициенты  $a_l$  и  $b_l$  являются также ф-циями от  $k$ , и наряду с комплексной плоскостью  $l$  можно рассматривать комплексную плоскость  $k$ . В этой плоскости  $b_l$  аналитично по  $k$  при  $\text{Im } k > 0$ , а  $a_l$  — при  $\text{Im } k < 0$ . При положительных целочисленных  $l$  (т. е. при значениях  $l$ , имеющих физ. смысл) нули  $b_l$  могут быть лишь при  $k = ik$ ,  $k > 0$  (поскольку при  $b_l = 0$  ф-ция  $u_l(r)$  имеет допустимое асимптотич. поведение, только если  $k = ik$ , так что  $u_l$  пропорциональна  $\exp(-\kappa r)$ ), и отвечают связанным состояниям с энергией  $E = -\kappa^2/2m$ . Т. о., каждому связанному состоянию ( $E = -\kappa^2/2m < 0$ ) соответствует полюс  $S$ -матрицы при целочисленном положительном  $l$ . С изменением энергии этот полюс будет перемещаться в комплексной плоскости  $l$ . Возникает важнейшее для Р. м. представление о траектории  $l_0(E)$  полюса  $S_l$  (полюса Редже). На одной траектории, вообще говоря, может находиться неск. связанных состояний с различными целочисленными  $l$  (если они для данной системы существуют), т. е. уровни системы разбиваются на семейства, каждое из к-рых находится на траектории данного полюса Редже. Характеристики такой траектории полюса Редже определяются другими (кроме  $l$ ) квантовыми числами (напр., главным или радиальным квантовыми числами). Простейший пример, иллюстрирующий сказанное выше, — рассеяние на кулоновском поле. Здесь

$$S_l = \Gamma(l+1 - iZme^2/\hbar^2 k) / \Gamma(l+1 + iZme^2/\hbar^2 k), \quad (5)$$

и траектория  $n$ -го полюса Редже определяется как перемещающаяся с энергией положение полюса  $\Gamma$ -ф-ции  $l = -1 + iZme^2/\hbar^2 k - n$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$  — радиальное квантовое число (см. *Гамма-функция*).

Траектории полюсов Редже обладают рядом важных свойств (ниже считается, что рассматривается область  $\text{Re } l > -1/2$  и  $E$  — вещественно): 1) при  $E > 0$  полюса лежат в верхней полуплоскости,  $\text{Im } l_0(E) \geq 0$ ; 2) при  $E < 0$  полюса лежат на вещественной оси,  $\text{Im } l_0(E) = 0$ ; 3) при  $E < 0$   $dl_0(E)/dE > 0$ , т. е. с ростом энергии полюс перемещается вправо; 4) правее линии  $\text{Re}(l+1/2) = m$ , где  $m$  — нек-рое целое неотрицат. число, может находиться лишь конечное число полюсов; 5) если при нек-ром  $E_0$   $\text{Re } l_0(E_0) = l_1$ , где  $l_1$  — целое неотрицат. число, и  $\text{Im } l_0(E_0) \ll l_1$ , то в  $l_1$ -й парциальной волне при  $E = E_0$  будет иметь место брейт-вингеровский резонанс (см. *Брейта — Вигнера формула*).

Используя свойства полюсов Редже в комплексной плоскости, можно получить аналитич. выражение для амплитуды рассеяния  $f(k, z)$  ( $z = \cos \phi$ ,  $\phi$  — угол рассеяния), справедливое при нефизич. значениях  $\phi$ , именно при  $z < -1$ , что позволяет написать важное интегральное соотношение для  $f(k, z)$  — т. н. дисперсионное соотношение. Для этого с помощью преобразования Зоммерфельда — Ватсона обычное выражение для амплитуды рассеяния в виде ряда по полиномам Лежандра

$$f(k, z) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1) P_l(z) \quad (6)$$

преобразуют к виду

$$f(k, z) = \frac{1}{4k} \oint_C dl (2l+1)(S_l - 1) \frac{1}{\sin l\pi} P_l(-z), \quad (7)$$

где интегрирование производится по контуру  $C$ , окружающему положительную действит. ось  $l$  (рис. 1).

В силу свойств 1) и 4) контур интегрирования в (7) можно развернуть, совместив его с прямой  $Re\ l = m$  (при этом к интегралу по  $l$  добавится сумма вычетов  $S_l$  в полюсах, расположенных правее  $m$ ):

$$f(k, z) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{l \leq m} (2l+1)(S_l - 1) P_l(z) + \frac{1}{4k} \int_{m-i\infty}^{m+i\infty} dl (2l+1)(S_l - 1) \frac{1}{\sin l\pi} P_l(-z) + \frac{\pi i}{2k} \sum_{l_i > m} (2l_i+1) r_{l_i}(k) \frac{P_{l_i}(-z)}{\sin \pi l_i}. \quad (7')$$

Здесь  $r_{l_i}(k)$  — вычеты  $S_l(k)$  в точках  $l_i$ -го полюса, т. е. вблизи полюса  $S_l(k) \rightarrow r_{l_i}/(l - l_i(k))$ . Тогда, поскольку при больших  $z$   $P_l(-z) \sim z^l$  и число полюсов правее линии  $Re\ l = m$  конечно,  $f(k, z)$  будет расти при  $|z| \rightarrow \infty$  как конечная степень  $z$ . В частности, если  $S_l$  в комплексной плоскости  $l$  имеет изолированный крайний правый полюс  $l = l_0$ , то при  $|z| \rightarrow \infty$   $S_l \sim z^{l_0}$ , причем коэфф. пропорциональности определяется вычетом  $S_l$  в полюсе  $l_0$ . Степенной рост  $f(k, z)$  при  $z \rightarrow \infty$  дает возможность написать для  $f(k, z)$  дисперсионное соотношение по  $z$  [последнее утверждение, так же как и



Рис. 1.

свойство 4), верно лишь при некоторых ограничениях, наложенных на потенциал  $V(r)$ . Этим ограничениям, в частности, удовлетворяет потенциал Юкава, а также суперпозиция таких потенциалов с различными радиусами взаимодействия].

В квантовой теории поля Р. м. используются для исследования асимптотич. поведения сечений различных процессов при высоких энергиях. Это направление было развито в работах В. Н. Грибова, Чу (G. F. Chew) и Фраучи (S. C. Frautschi), Фруассара (M. Froissart), И. Я. Померанчука, Гелл-Манна (M. Gell-Mann) и др.

В квантовой теории поля амплитуда рассеяния двух бесспиновых частиц  $A(s, t)$  является функцией двух релятивистских инвариантов: квадрата энергии этих частиц в системе их центра инерции  $s = (p_1 + p_2)^2$  и квадрата передаваемого импульса (со знаком минус)  $t = (p_1 - p_1')^2$ . Здесь  $p_1, p_2$  — начальные,  $p_1', p_2'$  — конечные 4-импульсы частиц (рис. 2)

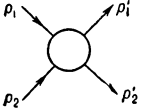


Рис. 2.

(скалярное произведение двух четырехмерных векторов  $a$  и  $b$  обозначается как  $ab = a_0 b_0 - \mathbf{ab}$ ). Для физ. процесса рассеяния («s-канал»)  $s > 4\mu^2, t < 0$  ( $\mu$  — масса частиц, к-рые для простоты предполагаются одинаковыми). Та же самая  $\phi$ -ция  $A(s, t)$  при значениях переменных  $s < 0, t > 4\mu^2$  описывает другой физ. процесс — аннигиляцию частицы с 4-импульсом  $p_1$  и античастицы с 4-импульсом  $p_1'$  в античастицу с 4-импульсом  $p_2$  и частицу с 4-импульсом  $p_2'$  («t-канал»). В аннигиляционном канале величина  $t$  является квадратом энергии, а  $s$  — квадратом передаваемого импульса.

Основное преимущество Р. м. в задаче об исследовании асимптотич. поведения сечений состоит в том, что в квантовой теории поля, так же как и в нерелятивистской квантовой механике, можно с помощью соотношения типа (7') получить выражение для амплитуд рассеяния при больших (нефизических) отрицат. значениях  $z$  (косинуса угла рассеяния), или, что то же самое, при больших положит. значе-

ниях квадрата передаваемого импульса  $t$ . Но поскольку для амплитуды в квантовой теории поля квадрат передаваемого импульса в канале рассеяния является квадратом энергии в аннигиляционном канале, то из  $\phi$ -л типа (7') можно получить асимптотич. поведение амплитуд рассеяния при больших энергиях, если известна крайняя правая особенность  $S_l(t)$  в комплексной плоскости  $l$ .

В квантовой теории поля этот результат (об определяющей роли крайней правой особенности  $S_l$ ) получается след. образом. Для исследования асимптотич. поведения амплитуды рассеяния  $A(s, t)$  при больших энергиях  $s$  и, сравнительно с  $s$ , небольших передаваемых импульсах  $t < 0, |t| \ll s$  сначала выясняются свойства  $A(s, t)$  при больших  $s$  и  $t > 0$ , т. е. в аннигиляционном канале, а затем  $A(s, t)$  аналитически продолжается по  $t$  на значения  $t < 0$ , т. е. в физ. область канала рассеяния. Используя дисперсионное соотношение по  $s$  для инвариантной амплитуды рассеяния  $A(s, t) = \sqrt{f(k, z)}$  [где  $s = -2k^2(1 - z), t = 4(k^2 + \mu^2), f(k, z)$  — амплитуда рассеяния в аннигиляционном канале,  $k$  — импульс частицы,  $z$  — косинус угла рассеяния в аннигиляционном канале], можно показать, что парциальная амплитуда рассеяния в аннигиляционном канале

$$f_l(t) = \sqrt{t} \frac{1}{2ik} (S_l - 1) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l(z) A(s, t) dz \quad (8')$$

( $P_l$  — полином Лежандра) может быть записана в виде

$$f_l(t) = \frac{1}{\pi} [1 + (-1)^l] \int_{z_0}^{\infty} A_1(s', t) Q_l(z') dz'. \quad (9)$$

Здесь  $Q_l$  —  $\phi$ -ция Лежандра 2-го рода,  $z_0 = 1 + 8\mu^2/(t - 4\mu^2) > 1, A_1(s, t)$  — скачок амплитуды (абсорбционная часть амплитуды) при  $s > 4\mu^2$ :

$$A_1(s, t) = [A(s + i\epsilon, t) - A(s - i\epsilon, t)]/2i, \epsilon \rightarrow 0. \quad (10)$$

При  $t = 0$   $A_1(s, 0)$  совпадает с мнимой частью амплитуды:  $A_1(s, 0) = \text{Im } A(s, 0)$  (см. *Сильные взаимодействия*). В (9) учтена множественность рассеивающихся частиц, за счет чего возник множитель  $1 + (-1)^l$ , обращающий в нуль парциальные волны с нечетными  $l$ .

Выражение (9), определенное при четных положительных  $l$ , можно аналитически продолжить по  $l$ , используя аналитич. свойства  $Q_l(z)$  как  $\phi$ -ции  $l$ . При  $z \rightarrow \infty$   $Q_l(z) \sim z^{-(l+1)}$ . Если

принять, что при  $z \rightarrow \infty$   $|A_1(z, t)| < Cz^m$ , то из (9) будет следовать, что  $f_l(t)$  является аналитич.  $\phi$ -цией  $l$  в полуплоскости  $Re\ l > m$  и при  $l \rightarrow \infty$   $f_l(t) \sim e^{-\alpha l}, z_0 = \text{ch } \alpha, \alpha > 0$ . Эти свойства  $f_l(t)$  позволяют, как и в нерелятивистской теории, применить к разложению (6)  $A(s, t)$  по парциальным волнам в  $l$ -канале преобразование Зоммерфельда—Ватсона, развернуть контур интегрирования и переместить его влево до тех пор, пока он не натолкнется на крайнюю правую особенность при  $Re\ l = b$ . Тогда

$$A(s, t) = \frac{i}{4} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} dl (2l+1) f_l(t) \frac{1}{\sin l\pi} [P_l(z) + P_l(-z)]. \quad (11)$$

Для абсорбционной части амплитуды рассеяния  $A_1(s, t)$  из (10) и (11) следует

$$A_1(s, t) = \frac{1}{4i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} dl (2l+1) f_l(t) P_l(z) \quad (12)$$

Если  $b > 0$ , то к (11) должна быть добавлена сумма с парциальными волнами  $f_l(t)$  по четным  $l = 0, 2, \dots, 2n$ , где  $2n \leq b$ , а к (12) — абсорбционная часть от этой суммы]. Для рассеяния неодинаковых частиц все рассуждения совершенно аналогичны, с той лишь разницей, что амплитуды рассеяния нужно разбить на 2 части — с четными и нечетными  $l$ , и каждую из них отдельно продолжить по  $l$ .

Для определения асимптотич. поведения амплитуды рассеяния при больших энергиях ( $z \gg 1, |s| \gg |t|$ ), как можно видеть из (12), необходимо знать крайние правые особенности парциальной амплитуды в аннигиляционном канале  $f_l(t)$  в комплексной плоскости  $l$ . Исследование этих особенностей сильно облегчается тем, что в области энергий в аннигиляционном канале, где по закону сохранения энергии могут участвовать только двухчастичные состояния, условие *унитарности* для  $f_l(t)$  легко обобщается на комплексные  $l$ , принимая вид

$$\frac{1}{2i} (f_l - f_l^*) = \frac{k}{\sqrt{t}} f_l f_l^*. \quad (13)$$

Простейшее предположение относительно особенностей  $f_l(t)$  состоит в том, что крайней правой особенностью  $f_l(t)$  является простой полюс. Этот полюс соответствует в аннигиляционном канале связанному состоянию со всеми квантовыми числами (кроме  $l$ ) такими же, как у вакуума (спин  $J = 0$ , изоспин  $T = 0$ , четность  $P = +1$ ), и иногда наз. вакуумным полюсом, или полюсом Померанчука. Можно показать, что траектория этого полюса  $l_0(t)$  обладает свойствами 2) и 3) траекторий полюсов Редже в нерелятивистской квантовой механике. Если учитывать при больших энергиях, т. е. при больших  $s$  (или  $z$ ), только вклад одного этого полюса, то асимптотич. поведение  $A_1(s, t)$  будет иметь вид

$$A_1(s, t) = s^{l_0(t)} f(t) \quad (14)$$

[где  $f(t)$  пропорционально вычету в полюсе  $l_0(t)$ ]. При этом оказывается, что веществ. часть амплитуды  $A(s, t)$  с ростом  $s$  убывает значительно быстрее ее мнимой части, совпадающей в данном случае (т. е. при  $t < 0$ ) с  $A_1(s, t)$ , так что асимптотич. поведение  $A_1(s, t)$  будет определять асимптотич. поведение  $A(s, t)$ . Из условия унитарности в  $s$ -канале, т. е. из условия того, что сечение, соответствующее данной парциальной амплитуде (напр., амплитуде  $S$ -волны), не может превосходить величины  $(2l + 1) 4\pi \lambda^2$ , где  $\lambda$  — длина волны, нетрудно показать, что  $l_0(0) \leq 1$ . Согласно оптической теореме,

$$A_1(s, 0) = (s/4\pi) \sigma, \quad (15)$$

где  $\sigma$  — полное сечение, так что равенство  $l_0(0) = 1$  соответствует постоянному полному сечению. Ф-ция  $l_0(t)$  не может быть константой  $l_0(t) \equiv 1$ , ибо это противоречит условию унитарности (13). Если при малых  $t$  записать  $l_0(t)$  в виде  $l_0(t) = 1 + \alpha t$ ,  $\alpha > 0$ , то

$$A_1(s, t) \sim f(t) s^{1+\alpha t} = sf(t) \exp(\alpha t \ln s). \quad (16)$$

Из (16) видно, что предположение об одном доминирующем (крайнем правом) полюсе приводит к своеобразной физ. картине рассеяния при больших энергиях, несовместимой с обычной картиной дифракции на черном шарике. Действительно, дифференциальное сечение упругого рассеяния равно:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| \frac{A(s, t)}{s} \right|^2. \quad (17)$$

В случае классического дифракционного рассеяния на шарике  $A(s, t) = sf(t)$ , и дифференциальное сечение  $d\sigma/dt \sim |f(t)|^2$  не зависит от энергии. В отличие от этого, согласно (16),

$$d\sigma/dt = \pi |f(t)|^2 \exp(2\alpha t \ln s),$$

и независимость дифференциального сечения упругого рассеяния от энергии будет иметь место только при рассеянии на нулевой угол, когда  $l_0(t) = l(0) = 1$ ; при рассеянии на ненулевой угол  $d\sigma/dt$  будет падать с ростом  $s$ ; и угловое распределение с ростом  $s$  будет сжиматься при малых  $t$  как  $\exp(2\alpha t \ln s)$ ,  $\alpha > 0$ ,  $t < 0$ . Такое сужение дифракционного конуса рассеяния (как ф-ция переменной  $t$ ), если его интерпретировать в терминах классического дифракционного рассеяния, означает, что эффективный радиус частицы  $\rho$  растет с ростом энергии пропорционально  $\sqrt{\ln s}$ . Как видно из (17), полное сечение упругого рассеяния будет стремиться к нулю с возрастанием энергии как  $1/\ln s$ . При этом, поскольку вакуумный полюс будет фигурировать в аннигиляционном канале при процессах рассеяния любых частиц, ф-ция  $l_0(t)$  должна быть одинакова для любых упругих процессов рассеяния.

Из предположения о доминирующем вакуумном полюсе может быть получен ряд др. выводов, напр. теорема о связи между полными сечениями рассеяния  $\pi$ -мезона на нуклоне  $\sigma_{\pi N}$ ,  $\pi$ -мезона на  $\pi$ -мезоне

зоне  $\sigma_{\pi\pi}$  и нуклона на нуклоне  $\sigma_{NN}$ : при больших энергиях должно быть  $\sigma_{\pi\pi} \sigma_{NN} = \sigma_{\pi N}^2$ . Ряд следствий может быть получен также, если предположить, что в любом неупругом двухчастичном процессе (или рассеянии назад на углы, близкие к  $180^\circ$ ) существует один крайний правый полюс. В частности, амплитуды всех неупругих процессов, к-рым соответствует (по квантовым числам) один и тот же полюс  $l = l_1(t)$  в аннигиляционном канале, должны иметь одинаковую асимптотику  $s^{l_1(t)}$  при  $s \rightarrow \infty$ .

Сужение дифракционного конуса наблюдалось в опытах по рассеянию протонов на протонах в области  $10 - 30$  Бэв. Такого сужения, однако, не наблюдалось в опытах по  $\pi N$ -,  $KN$ -,  $\bar{p}p$ -рассеянию. Это, а также ряд теоретич. соображений указывают на то, что, возможно, такая простая картина не имеет места. Весьма вероятно, что у  $f_l(t)$  в комплексной плоскости  $l$ , кроме движущихся полюсов Редже, существуют точки сгущения этих полюсов, точки ветвления и даже сгущения точек ветвления. Если такие особенности окажутся самыми правыми, то это может привести к физ. картине рассеяния при больших энергиях, резко отличающейся от картины, к-рая возникает в случае одного крайнего правого полюса.

В ряде работ обсуждалась возможность использования в физике элементарных частиц также другого аспекта Р. м. — представления о семействах уровней, принадлежащих к траектории одного полюса Редже. При этом к траектории одного полюса Редже могут относиться элементарные частицы и резонансы (см. Резонансные состояния элементарных частиц), имеющие одинаковую странность, изотопический спин  $T$ , барионный заряд  $B$  и четность  $P$ . Спины  $J$  двух последоват. состояний на данной траектории должны отличаться на 2. Возможно, что примером двух таких состояний, лежащих на одной траектории Редже, являются нуклон ( $T = 1/2$ ,  $J = 1/2$ ,  $P = +1$ ) и резонанс в рассеянии  $\pi$ -мезона на нуклоне с массой  $1688$  Мэв ( $T = 1/2$ ,  $J = 5/2$ ,  $P = +1$ ).

Лит.: 1) R e g g e Т., «Nuovo cimento», 1959, в. 14, № 5, р. 951; 2) Г р и б о в В. Н., в кн.: Вопросы физики элементарных частиц, т. 2, Ереван, 1962, с. 178—89, 204—22, 373—396; 3) е г о ж е, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, № 6, с. 1962; 4) Теория сильных взаимодействий при больших энергиях. Сб. статей, пер. с англ., под ред. Н. Н. Боголюбова, М., 1963.

Б. Л. Иоффе.

**РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ** — собирательное название обширной группы химич. элементов III гр. периодич. системы Менделеева. К Р. э. обычно относят La (порядковый номер  $Z = 57$ ), лантаниды (или лантаноиды — элементы с  $Z = 58 - 71$ ), Y ( $Z = 39$ ) и Sc ( $Z = 21$ ). Р. э. разделяются на элементы цериевой (La, Ce, Nd, Pr, Sm) и иттриевой (Y, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu) подгрупп. По химич. свойствам все Р. э. очень сходны друг с другом, что создает большие трудности при их разделении и, соответственно, при измерениях физико-механич. характеристик. См. Лантаниды.

**РЕЗЕРФОРД** (rd, рd) — внесистемная единица измерения активности препарата радиоактивного изотопа. Названа по имени Э. Резерфорда (E. Rutherford). 1 Р. равен активности радиоактивного изотопа, в к-ром происходит  $10^6$  распадов в 1 сек. Со стандартной единицей измерения активности радиоактивных изотопов кюри (ГОСТ 8848—58) Р. связан соотношением:  $1 \text{ рd} = 1/(3,7 \cdot 10^4) \text{ кюри}$ .

**РЕЗЕРФОРДА ФОРМУЛА** — ф-ла для дифференциального эффективного сечения рассеяния  $d\sigma$  бесспиновых заряженных частиц на неподвижном заряде (с бесконечной массой и также без спина) (см. Рассеяния теория); получена из ур-ний классич. механики Э. Резерфордом (Rutherford) для случая рассеяния  $\alpha$ -частиц атомными ядрами. Т. к., кроме электроста-



тич. взаимодействия, существуют еще и короткодействующие ядерные силы, то Р. ф. описывает рассеяние на малые углы; на больших углах оно интерферирует с ядерным рассеянием (см. Столкновение нуклонов).

Р. ф. записывается так:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (1)$$

Здесь  $Z_1 e$  и  $Z_2 e$  — заряды рассеивателя и рассеянной частицы,  $m$  и  $v$  — масса и скорость рассеянной частицы,  $\theta$  — угол рассеяния в лабораторной системе координат (совпадающей в данном случае с системой центра инерции),  $d\Omega$  — элемент телесного угла. Если массу рассеивающей частицы нельзя считать бесконечно большой, то ф-ла (1) справедлива в системе инерции сталкивающихся частиц, причем в этом случае  $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  — приведенная масса ( $m_1, m_2$  — массы сталкивающихся частиц).

Ф-ла (1) сохраняет свой вид и в квантовой теории. Однако при взаимном рассеянии тождественных частиц с зарядом  $Ze$  (напр.,  $\alpha$ -частиц гелием) существенную роль играет обменный эффект. В этом случае (1) заменяется ф-лой Н. Мотта:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z^2 e^2}{mv^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{2 \cos \left[ \frac{Z^2 e^2 / \hbar v \ln \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right]}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right) 4 \cos \theta. \quad (2)$$

Множитель  $4 \cos \theta$  связан с величиной фазового объема в лабораторной системе координат ( $k$ -рая в этом случае отлична от системы центра инерции). Последний член в скобке ф-лы (2) описывает интерференцию, первые два — классич. неразличимость частиц (суммарная регистрация рассеянных частиц и частиц отдачи). Интерференция увеличивает сечение рассеяния (напр., на угол  $45^\circ$  — в 2 раза), что представляет один из наиболее ярких примеров квантового эффекта.

Как следует из ф-л (1) и (2), величина сечения рассеяния не зависит от относит. знаков зарядов: электрон на ядре рассеивается так же, как позитрон; различие возникает лишь при учете релятивистских поправок (в членах, пропорциональных  $e^6$ ).

Для частиц со спином ф-лы усложняются.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3).

Я. А. Смородинский.

**РЕЗИНА** — материал, способный к большому (до 800—1000%) обратимым высокоэластич. деформациям. Р. — пространственный полимер, получающийся в результате вулканизации *каучука* (сшивание его макромолекул поперечными хим. связями) и содержащий наполнители, пластификаторы и химически активные вещества специфич. действия.

При обычных условиях технич. Р. не кристаллизуются и находятся в аморфном состоянии. Коэфф. объемного теплового расширения Р.  $6,6 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ , т. е. прибл. такой же, как у обычных жидкостей. Коэфф. теплопроводности ненаполненных Р. на основе изопреновых, бутадиеновых и бутадиенстирольных каучуков  $(3-5) \cdot 10^{-4} \text{ кал/сек} \cdot \text{см} \cdot \text{град}$ , теплота сгорания  $10,5-14,0 \text{ ккал/г}$ , уд. теплоемкость —  $0,45 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ . Модуль сдвига Р. на неск. порядков меньше модуля объемного сжатия, поэтому Р., подобно жидкости, практически не сжимаема и не меняет объема при деформации. Полная деформация Р.  $\epsilon$  равна сумме равновесной  $\epsilon_p$  и неравновесной  $\epsilon_n$  составляющих;  $\epsilon_p$  определяется конформац. энтропией сетки,  $\epsilon_n$  связана со временем, необходимым молекулам полимера для такого изменения их формы, к-рое отвечает рассматриваемому напряженному состоянию Р. С увеличением темп-ры и снижением скорости деформации относит. доля  $\epsilon_n$  уменьшается.

При многократных деформациях величина  $\epsilon_n$  определяет гистерезисные потери и, соответственно, теплообразование в Р. В реальной Р. величина  $\epsilon_n$  зависит также от межмолекулярного взаимодействия полимера (энергии когезии), типа и количества введенных наполнителей и пластификаторов.

Чем дольше действует деформирующая сила, тем больше  $\epsilon$ , к-рая стремится к пределу (макромолекулы постепенно принимают все более вытянутую форму); чем дольше поддерживается заданная  $\epsilon$ , тем меньшее напряжение сохраняется в Р. (вследствие постепенной перегруппировки отрезков цепных молекул). Напряжение  $f$  в образце, достигшем равновесия, наз.  $p$  в  $n$  о в  $e$  с  $n$   $y$  м  $n$   $a$   $p$   $r$   $ж$   $e$   $n$   $i$   $e$   $m$ . Определение  $f$  при разных  $\epsilon$  в пределах до 100—200% позволяет вычислить равновесный модуль растяжения  $E_\infty$ . Равновесное напряжение всегда меньше неравновесного. Так, при одинаковом  $E_\infty = 9,0 \text{ кг/см}^2$  неравновесный модуль  $E$  ненаполненной Р. на основе изопренового каучука  $E = 12,7 \text{ кг/см}^2$ , бутадиенстирольного (СКС—30) —  $20,5 \text{ кг/см}^2$ , бутадиеннитрильного (СКН—26) —  $32,0 \text{ кг/см}$ . С увеличением межмолекулярного взаимодействия  $E$  возрастает.

Величина  $E_\infty$  зависит от условий опыта и определяется структурой вулканизационной сетки Р. В случае ненаполненного вулканизата  $E_\infty = \gamma n_c kT$ , где  $n_c$  — концентрация поперечных вулканизационных связей,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — темп-ра,  $\gamma$  — коэфф., величина к-рого зависит от особенностей структуры сетки вулканизата. При растяжении Р. равновесное напряжение  $f = E_\infty (\alpha - 1/\alpha^2)$ , где  $\alpha = l/l_0$  — степень растяжения; т. к. зависимость между напряжением и деформацией не линейна (рис. 1), понятие модуля Юнга к Р. неприменимо (за исключением бесконечно малых деформаций). В отличие от растяжения и сжатия, при равновесном сдвиге напряжение пропорционально деформации. Равновесный модуль линейного растяжения (или сжатия) Р. равен трем модулям сдвига и обычно  $\sim 10^7 \text{ дин/см}^2$  против  $10^{12} \text{ дин/см}^2$  для типичных твердых тел.

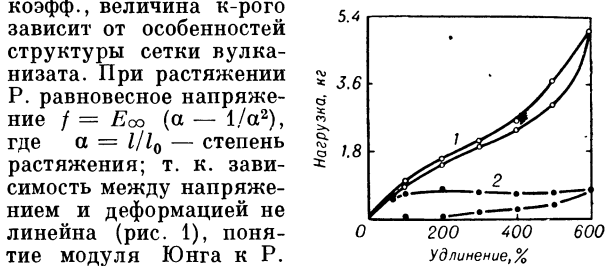


Рис. 1. Типичные кривые напряжения — деформации при удлинении и сокращении для невулканизированного 2 и вулканизированного 1 натурального каучука.

Вследствие релаксац. механизма изменения конформации молекул каучука механич. свойства Р. в различных условиях невозможно полностью описать с помощью только  $E_\infty$ . Поэтому технич. Р. при их испытаниях обычно характеризуют величиной напряжения при заданном удлинении (100%, 200%, 300% и т. д.) при стандартных скорости деформации и темп-ре. Напряжение при удлинении 300% типовой наполненной Р. из изопренового каучука при скорости растяжения  $\sim 50 \text{ см/мин}$  и  $20^\circ 130-150 \text{ кг/см}^2$ . Если режим испытания выбран так, что зависимость напряжения — деформация в пределах 100% приближается к линейной, то напряжение при 100% может условно характеризовать модуль Юнга Р. (для данного режима). При циклич. деформациях сравнительно небольшой амплитуды (до 10—20%) амплитудные значения напряжения, как правило, пропорциональны деформации. Коэфф. пропорциональности, наз.  $d$  и  $n$  а м и ч е с к и м м о д у л е м, при стандартной частоте и темп-ре является одной из наиболее важных характеристик Р., предназначенных для работы в условиях многократных деформаций. С увеличением

частоты (скорости) деформации динамич. модуль  $P$  возрастает.

Концентрация поперечных вулканизационных связей большинства  $P$ .  $n_c = (3 - 13) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При большей степени поперечного сшивания высокоэластич. свойства  $P$ . ухудшаются, т. к. расстояние между поперечными связями становится сравнимым с длиной сегмента макромолекулы, и перемещение отрезков цепных макромолекул, заключенных между поперечными связями, затрудняется. При большой степени поперечного сшивания затрудняется также ориентация макромолекул при растяжении  $P$ ., что приводит к заметному снижению ее прочности. С увеличением степени поперечного сшивания модули упругости твердость и эластичность (определенная по величине упругого отскока) возрастают, а разрывное удлинение и выносливость при многократных деформациях с заданной амплитудой убывают (рис. 2).

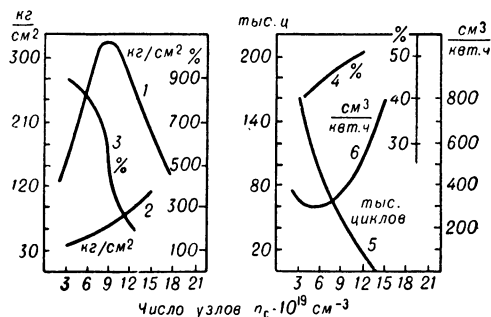


Рис. 2. Зависимость свойств резин (из натурального каучука с 50 вес. частями газовой канальной сажи) от эффективной степени поперечного сшивания (числа узлов)  $n_c$ : 1 — прочность; 2 — динамич. модуль; 3 — разрывное удлинение; 4 — эластичность по отскоку; 5 — выносливость при многократном растяжении; 6 — истирание.

Наибольшей прочностью и износостойкостью обладают  $P$ . с  $n_c = 7-9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , т. к. эта величина  $n_c$  обеспечивает длину отрезков макромолекул между поперечными связями, достаточную не только для осуществления высокоэластич. деформации, но и для ориентации макромолекул в поле механич. сил. При этом все регулярные каучуки, способные к кристаллизации, сохраняют эту способность и в вулканизованном состоянии, что проявляется особенно резко в увеличении прочности ненаполненных  $P$ . (табл. 1).

Хим. строение и равномерность распределения вулканизационных связей по длине макромолекул влияет на статич. и усталостную прочность, ползучесть (особенно при высоких темп-рах) и др. свойства. Наибольшей теплостойкостью обладают  $P$ . с прочными (типа С—С) поперечными связями. Для высокой усталостной прочности необходимо сочетание прочных связей со связями, способными к перегруппировке в процессе деформации, напр. солевыми связями —  $\text{COZnOC}$  — и  $\text{—COMgOC—}$ .

Содержание каучука в  $P$ . составляет 20—95% (в ненаполненных радиационных вулканизатах — до 100%). Наряду с каучуком в  $P$ . входят наполнители, пластификаторы и др. вещества, необходимые для обеспечения требуемых физико-механич. свойств  $P$ . Изготовление резиновых изделий складывается из последоват. стадий приготовления резиновой смеси, ее формования и вулканизации. Инграденты вводят в сухой каучук (на открытых вальцах или в закрытых смесителях), в латекс или растворы каучука. Формование и вулканизация, как правило, проводятся одновременно под давлением и при повышенных (130—200°С) темп-рах. В ряде случаев сначала производится формование (напр., продавливание смеси через профилирующие отверстия), а затем вулканизация полученных заготовок.

Для вулканизации различных каучуков применяются: S, ZnO, MgO, органич. перекиси (напр., бензоила, дикумила), алкилфенолформальдегидные и эпоксидные смолы, диамины и другие бифункциональные соединения и инициаторы свободных радикалов. В последние годы все шире применяется радиационная вулканизация под действием различных видов ионизирующих излучений (облучение  $\gamma$ -лучами, в ядерном реакторе, на электронных ускорителях и т. д.) (см. Структурирование полимеров). Для ускорения вулканизации в состав  $P$ . вводят спец. ускорители (напр., при серной вулканизации, сульфенамиды, дитиокарбаматы, тиурамдисульфид, меркаптобензотриазол, дифенилгуанидин) и их активаторы. Ускорители не только активируют взаимодействие каучука с серой, но и определяют хим. строение возникающих поперечных вулканизационных связей, от к-рого зависят физико-механич. свойства  $P$ .

Наполнители (различные типы углеродных сажи,  $\text{SiO}_2$ , мел, каолин, окислы металлов, силикаты, бариты) изменяют механич. свойства  $P$ . Активные наполнители (углеродная сажа и коллоидная  $\text{SiO}_2$ , т. н. белая сажа) повышают прочность  $P$ . (на основе некристаллизующихся каучуков до 10 раз, кристал-

Табл. 1. — Свойства резин на основе каучуков общего назначения.

Каучук	Ненаполненные резины					Резины с активной сажой					
	плотность энергии когезии (кал/см³)	диэлектрич. проницаемость при 10³ эд	объемное уд. сжатие (ом · см)	коэфф. трения по абразивной поверхности	прочность (кг/см²)	разрывное удлинение (%)	прочность (кг/см²)	разрывное удлинение (%)	относит. износостойкость (%)	относит. усталостная выносливость (при заданной деформации)	относит. эластичность*
Натуральный . . . . .	68,0	2,6—2,7	10 <sup>15</sup> —10 <sup>16</sup>	2,00	250—330	800—850	250—350	600—850	100	100	100
Полиизопреновый . . . . .	68,0	2,5—2,7	10 <sup>15</sup> —10 <sup>16</sup>	2,05	230—300	750—800	230—300	600—800	95	85	95
Бутилкаучук . . . . .	61,4	2,3—2,6	10 <sup>16</sup>	—	150—200	800—900	150—250	500—650	90	130	50
Карбоксилатный . . . . .	74,4	—	—	1,55	150—250	700—800	200—300	600—700	105	200	80
Полихлоропреновый . . . . .	81,0	6,7	10 <sup>10</sup> —10 <sup>11</sup>	1,80	300—350	900—1000	200—300	600—700	95	—	90
Полиуретановый (вулк-лан) . . . . .	—	—	—	1,30	250—350	550—750	—	—	200**	—	105**
Этилен-пропиленовый . . . . .	—	3,2—3,4	10 <sup>16</sup>	—	20—30	700—900	170—240	400—600	95	110	105
Na-бутадиеновый . . . . .	67,5	2,5—2,8	10 <sup>14</sup> —10 <sup>15</sup>	2,00	18—22	550—600	100—150	350—450	80	40	70
Цис-полибутадиеновый . . . . .	69,0	2,5—2,7	10 <sup>14</sup> —10 <sup>15</sup>	1,05	18—25	350—550	160—190	400—600	140	45	105
Метилвинилипиридиновый . . . . .	69,3	—	10 <sup>13</sup> —10 <sup>14</sup>	1,60	—	—	200—300	500—600	120	70	90
Бутадиен-стирольный (70/30) . . . . .	71,2	2,7—2,8	10 <sup>13</sup> —10 <sup>14</sup>	2,00	20—30	700—800	200—250	550—650	95	50	85

\* В диапазоне 50—100°С. \*\* Ненаполненный.

лизующихся — на 10—30%). Неактивные наполнители (мел, каолин и др.) незначительно повышают прочность Р. на основе некристаллизующихся каучуков, а прочность Р. на основе кристаллизующихся каучуков снижают; обычно они применяются для улучшения обрабатываемости сырой смеси и удешевления Р. Все наполнители повышают твердость (жесткость) и модули упругости Р.

Для улучшения обрабатываемости сырой смеси, снижения межмолекулярного взаимодействия и уменьшения гистерезисных потерь, а следовательно, и теплообразования при многократном деформировании, применяются различные мягчители, играющие роль пластификаторов. В каучуки общего назначения вводят углеводороды (5—30%), органич. кислоты (1—2%) и смолы (3—10%); в каучуки спец. назначения — высокомолекулярные эфиры, напр. дибутилфталат и смолы (кумарон-инденовые, фенольные).

80 кал/см<sup>3</sup>, поэтому в маслбензостойких Р. применяют каучуки с ПЭК > 80 кал/см<sup>3</sup>. К действию полярных растворителей, напр. эфиров, кетонов, спиртов, кислот (ПЭК > 80 кал/см<sup>3</sup>), устойчивы, наоборот, Р. с ПЭК < 70 кал/см<sup>3</sup>.

Р. для работы в специфич. условиях изготавливают на основе каучуков спец. назначения (табл. 2). Для создания термостойких Р. наиболее интересны (из каучуков с углеродным скелетом) полимеры, содержащие фтор, наполненные силикатами или баритами и вулканизованные облучением или перекисями в сочетании с диаминами. Для работы при 300° С и выше более перспективны Р. на основе элементоорганич. каучуков — кремнийорганических (см. *Кремнийорганические соединения*) и алюмоорганических, наполненные специально обработанной SiO<sub>2</sub>; нитрокаучук, а также Р. на основе неорганич. полимеров с гибкими цепями типа полифосфонитрилхлорида. Р., со-

Табл. 2. — Свойства наполненных резин на основе каучуков специального назначения.

Каучук	Плотность энергии когезии (кал/см <sup>3</sup> )	Набухание в смеси изоктан/толуол 70/30 (%/°С)	Темп-ра хрупкости (°С)	Темп-рный предел работоспособности (°С)	Прочность (кг/см <sup>2</sup> )	Разрывное удлинение (%)	Горючесть
Полидиметилсилоксановый . . .	53,0	Значительно	-73	250****	50—60	400—450	нет
Метилвинилпиридиновый . . .	69,3	53/70	-68	130—140	200—300	500—600	да
Полихлоропреновый . . . . .	81,0	60/22	-57	150—170	200—300	600—700	нет
Полисульфидный (тикоп) . . .	88,0	8/25	-47	120	50—70	200—300	да
Бутадиен-нитрильные							
(74/26) . . . . .	90,0	36/20	-47	150—160	250—280	600—700	да
(60/40) . . . . .	96,5	20/20	-26	160—170	270—300	550—650	да
Акрилатный * . . . . .	—	34/177	-29	200	110—130	300—250	да
Полиуретановые							
Вулколан . . . . .	—	32/25	-38	100—120	250—350	550—750	да
Адипрен . . . . .	—	40/70	< -70	100—120	300—350	550—750	да
Фторкаучуки							
Фторопреновый . . . . .	—	70/100	-62	160—180	200—250	400—500	нет
Кель Эф ** . . . . .	—	24/25	-43	205	250—270	500—550	нет
Вайтон А ** . . . . .	—	2,5/24	-44	315	160—170	330—370	нет
Нитрокаучук *** . . . . .	—	—	—	510 (10 минут)	—	—	нет

Сополимеры: \* бутилакрилата и акрилонитрила; \*\* винилденфторида с трифторхлорэтиленом (кель Эф) и гексафторпропиленом (вайтон А); \*\*\* трифторнитрозометана с тетрафторэтиленом. \*\*\*\* Кратковременно 350°С.

Подобно большинству органич. материалов, Р. подвержена старению. В результате взаимодействия с кислородом воздуха, протекающего особенно интенсивно под действием тепла, света, электрич. разрядов, механич. напряжений и т. д., происходят изменения молекулярной структуры Р., приводящие к ухудшению ее физико-механич. свойств. Для повышения стойкости к тепловому и кислородному старению в Р. вводят противостарители (фенолы или ароматич. амины, напр., фенил-β-нафтиламин); для спец. защиты от света и озона — микрокристаллич. воска, а также спец. хим. антиозонанты, напр. производные дифениламинов. В состав смеси для получения технич. Р. входят также повысители клейкости, диспергаторы, красители и др. материалы.

Р. на основе изопреновых, бутадиеновых и др. каучуков общего назначения (табл. 1) предназначены для изготовления шин (60—65% потрбления каучука), ремней, транспортных лент, обуви и др. Эти Р. обычно работают при темп-рах ниже 120—150° С. Для изделий, работающих при 150—180° С, применяются Р. из бутилкаучука или сополимера этилена и пропилена, обладающие также высокой озоностойкостью и стойкостью к действию агрессивных сред. На основе каучуков с малым межмолекулярным взаимодействием (низкой плотностью энергии когезии — ПЭК) и гибкой молекулярной цепочкой изготавливают морозостойкие Р. Повышение ПЭК каучука приводит к увеличению маслбензостойкости, а в ряде случаев также прочности и температуростойкости Р. на его основе. Для большинства углеводородов ПЭК 45—

держателе минеральных наполнители, — хорошие диэлектрики. Введением в каучук свыше 50 весовых частей высокоструктурной сажи (типа ацетиленовой) можно получить электропроводящие Р. Для рентгенозащитных изделий и защиты от облучения наиболее пригодны Р. на основе фторсодержащих и бутадиеннитрильных каучуков, наполненных окисью свинца или баритом.

Лит.: 1) Д о г а д к и н Б. А., Химия и физика каучука, М.—Л., 1947; 2) Б о р о д и н а И. В., Н и к и т и н А. К., Технические свойства советских синтетических каучуков, Л.—М., 1952; 3) К о ш е л е в Ф. Ф., К л и м о в Н. С., Общая технология резины, 2 изд., М., 1958; 4) Д о л г о п л о с к Б. А., Т и н я к о в а Е. И., Современное состояние проблемы синтеза каучуков, «Хим. пром-сть», 1961, № 10, 11; 5) К а м е н с к и й Б. Ш в а р ц А., Обзор зарубежной литературы по каучуку и резине за 1961 г., «Химия и технол. полимеров», 1962, № 7; 6) Е в с т р а т о в В. Ф., Ш в а р ц А. Г., Новые синтетические каучуки, «Ж. Всес. хим. о-ва им. Д. И. Менделеева», 1962, № 2; 7) З а х а р о в Н. Д., Новые типы каучуков и области их практического использования. Сб. материалов, Ярославль, 1962; 8) И з р а е л и т Г. Ш., Механические испытания резины и каучука, Л.—М., 1949; 9) С а х о в с к и й Н. Л., Изучение зависимости износостойкости протекторных резин от их состава и свойств, М., 1964 (Автореф. дисс.). А. Г. Шарч.

РЕЗКАЯ СЕРИЯ (вторая побочная серия) — спектральная серия, наблюдающаяся в спектрах атомов щелочных металлов. Соответствует переходам между верхними s-уровнями ( $l = 0$ ) и самым глубоким p-уровнем ( $l = 1$ ) внешнего электрона. Волновые числа линий Р. с. определяются приближенной ф-лой:

$$\nu = R \left( \frac{1}{(n_1 - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n_2 - \Delta_s)^2} \right),$$

где  $R$  — Ридберга постоянная;  $n_1$  и  $n_2$  — значения главного квантового числа уровней, между которыми наблюдается переход ( $n_1$  фиксировано и для Li, Na, K, Rb, Cs соответственно равно 2, 3, 4, 5, 6,  $n_2$  переменное);  $\Delta_s$  и  $\Delta_p$  — т. н. квантовые дефекты (для соответствующих элементов  $\Delta_s = 0,41; 1,37; 2,23; 3,20; 4,13; \Delta_p = 0,04; 0,88; 1,77; 2,71; 3,66$ ). Линии Р. с. имеют дублетную структуру из-за дублетного расщепления  $p$ -уровня ( $n_1 p^2 P_{1/2}^o - n_2 s^2 S_{1/2}, n_1 p^2 P_{3/2}^o - n_2 s^2 S_{1/2}$ ); расщепление, измеряемое в волновых числах ( $\text{см}^{-1}$ ), постоянно для всех линий серии и равно 0,34; 17,20; 57,72; 237,60; 554,1. Интенсивность более длинноволновой компоненты линии в 2 раза больше коротковолновой. Линии Р. с. лежат в инфракрасной и видимой областях; длины волн ( $\text{Å}$ ) дублетов 1-х членов серии для Na: 11 131,62/403,96; 6154,23/60,76; для K: 12 434,3/523,0; 6911,30/38,98. Граница серии у Li лежит в ультрафиолетовой области, у остальных — в видимой, смещаясь от Li к Cs в сторону длинных волн: 3497, 4082, 4539, 4735, 4942. Р. с. наблюдается в искусствии, а при высоких температурах и в поглощении. Аналогичные серии наблюдаются также в спектрах атомов и ионов, имеющих 1 внешний электрон.

Лит.: см. при ст. *Спектроскопия атомная*. И. В. Тютюн.

**РЕЗКОСТЬ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ** — характеризуется т. н. пограничной кривой, описывающей пространственное распределение оптич. плотности почернения в направлении, перпендикулярном границе выбранного для оценки элемента изображения,  $D = f(x)$  (рис.). Численной мерой Р. ф. и. могут служить разные величины, найденные по такой кривой, напр. макс. градиент кривой  $(dD/dx)_{\text{max}}$  (по Гольдбергу) или острота

(aquitance)  $\frac{1}{D_B - D_A} \int_{x_A}^{x_B} \left(\frac{dD}{dx}\right)^2 dx$ , где  $D_A$  и  $D_B$  —

оптич. плотности в точках  $A$  и  $B$  (рис.), где крутизна пограничной кривой  $dD/dx$  достигает некоего заданного низкого значения, в частности  $0,005 \mu^{-1}$  (по Джонсу и Хиггинсу).

Р. ф. и. зависит от свойств фотографич. объектива, качества фокусировки, от наличия сдвига изображения в случае съемки движущихся объектов или при наличии вибраций, от светорассеяния в эмульсионном слое (см. *Разрешающая способность фотографических систем*) и условий проявления слоя (см. *Пограничные эффекты проявления*). Р. ф. и. определяет его важные качественные признаки: пригодность для точных измерений, быстроту и легкость опознавания по нему элементов объекта фотографирования (в т. ч. легкость чтения репродуцированных текстов), объем даваемой им информации, художественное качество снимка.

Лит.: Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 21; 2) Перрен Ф., «УФН», 1962, т. 78, вып. 2, с. 307—44; ряд статей в «Успехах научной фотографии», 1964, т. 10. Ю. Н. Горюховский.

**РЕЗОЛЬВОМЕТР** — прибор для определения разрешающей способности фотографич. материалов. Р. разделяются на проекционные (наиболее распространенные) и интерференционные. Р. — экспозиц. при-

бор, образующий в плоскости испытуемого материала световую картину в виде системы параллельных светлых и темных полос равной ширины (одномерную решетку). Частота полос ступенчато или непрерывно изменяется. Макс. частота решетки, воспроизводимая в ее фотографич. изображении при оптимальной экспозиции, служит мерой разрешающей способности фотографич. материала (см. *Разрешающая способность фотографической системы*). Проекционный Р. представляет собой обращенный аналог фотографич. увеличителя, дающий с помощью высококачественного ахроматич. или апохроматич. объектива с плоским полем уменьшенное изображение *миры*. У высокоразрешающих материалов наибольшие значения разрешающей способности достигаются, если объектив практически безаберрационен и обладает числовой апертурой  $\sim 0,2-0,3$ . Ю. Н. Горюховский.

**РЕЗОНАНС** — резкое возрастание амплитуд установившихся вынужденных колебаний, наступающее при приближении частоты  $p$  гармонического внешнего воздействия к частоте  $\omega_0$  одного из нормальных колебаний, свойственных данной колебат. системе (в нелинейных системах явления, сходные с Р., могут наступать также и при др. соотношениях между  $p$  и  $\omega_0$ , см., напр., *Автопараметрическое возбуждение колебаний*).

Наиболее простой характер задача о Р. приобретает, если: 1) внешнее воздействие не изменяет свойств колебат. системы, в к-рой рассматривается явление Р.; 2) амплитуда, частота и фаза внешнего воздействия не зависят от состояния колебат. системы. Эти условия необходимы, чтобы задачу о Р. можно было рассматривать как задачу о вынужденных колебаниях в данной колебат. системе, в противном случае это была бы задача о взаимодействии этой колебат. системы и системы, создающей внешнее воздействие. Вдали от Р., где амплитуда вынужденных колебаний мала, соблюдение этих двух условий не связано с к.-л. жесткими ограничениями. Вблизи же от Р., где амплитуда вынужденных колебаний может быть велика, вопрос о мере выполнения указанных условий требует спец. рассмотрения с учетом не только свойств колебат. системы, но и неких свойств системы, создающей внешнее воздействие.

Механическая линейная колебат. система (рис. 1), состоящая из массы  $m$ , подвешенной на пружине с не зависящим от растяжения коэфф. упругости  $\alpha_0$ , связана 2-й пружиной (с коэфф. упругости  $\alpha_1$ ) с точкой  $A$  некоего механизма  $B$ , совершающей в вертикальном направлении гармонич. движение с амплитудой  $X_1$  и угловой частотой  $p$ . Тогда сила, с к-рой пружина действует на массу  $m$ ,  $F = \alpha_1(x - x_1)$ , где  $x_1 = X_1 \cos pt$  — смещение точки  $A$ , а  $x$  — смещение массы  $m$ . Ур-ние движения массы при этом имеет вид

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + \alpha_0 x = \alpha_1(x_1 - x), \quad (1)$$

где  $b$  — постоянный коэфф. силы трения.

Из (1) получаем

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + (\alpha_0 + \alpha_1)x = \alpha_1 x_1. \quad (2)$$

Т. о., механизм, создающий внешнее воздействие, изменяет свойства колебат. системы — величину коэфф. упругой силы ( $\alpha_0 + \alpha_1$  вместо  $\alpha_0$ ), т. е. нарушается условие 1). Однако при  $\alpha_1 \ll \alpha_0$  это условие выполняется; вместе с тем при достаточно малом  $\alpha_1$  обеспечивается выполнение и условия 2), если при этом сила  $F_1$ , действующая на точку  $A$ , будет столь мала, что не будет изменять характера движения этой точки.

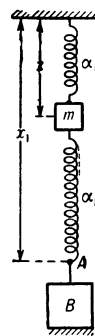


Рис. 1.

При этих условиях ур-ние (2) можно написать в виде:

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + \alpha_0 x = F_{10} \cos pt, \quad (3)$$

где  $F_{10}$  — постоянна. Установившееся решение ур-ния (3) таково:

$$x = X_0 \cos(pt + \varphi) = F \cos(pt + \varphi) / \sqrt{(\alpha_0 - mp^2)^2 + b^2 p^2}; \quad (4)$$

причем  $\operatorname{tg} \varphi = bp/(\alpha_0 - mp^2)$ . Амплитуда вынужденных колебаний  $X$  и угол сдвига фазы  $\varphi$  зависят от соотношения между угловыми частотами  $\omega_0 = \sqrt{\alpha_0/m}$  и  $p$  (рис. 2, 3). Максимум  $X_0$  наступает, когда  $\sqrt{(\alpha_0 - mp^2)^2 + b^2 p^2}$  проходит через минимум; при малых  $b$  это происходит при  $p^2 = \alpha_0/m = \omega_0^2$ . Максимумы для амплитуды скоростей  $V_0$  и ускорений  $A_0$  неск. смещены друг относительно друга и относительно максимума для  $X_0$ , в сторону более высоких частот  $p$  (смещения тем меньше, чем меньше  $b$ ). Вместе с тем, чем меньше  $b$ , тем больших значений достигают эти максимумы — тем резче выражен Р.

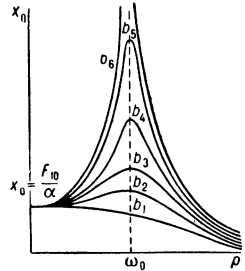


Рис. 2.

Истолковать явление Р. с энергетич. точки зрения можно, сопоставляя амплитудные и фазовые кривые Р. По мере приближения  $p$  к  $\omega_0$  (рис. 3) сдвиг фаз  $\varphi$  между внешней силой и смещением массы  $m$  приближается к  $\pi/2$ , а значит, сдвиг фаз между внешней силой и скоростью массы  $m$  приближается к нулю. При этом мощность, отдаваемая внешней силой колебат. системе, возрастает, с одной стороны, вследствие уменьшения сдвига фаз между силой и скоростью точки приложения силы (т. е. массы  $m$ ), а с другой — вследствие увеличения амплитуды скорости массы  $m$ . При установившихся вынужденных колебаниях вся отдаваемая мощность  $N$  идет на пополнение потерь в колебат. системе. Поэтому, чем больше  $N$ , тем больше  $X_0$ ; т. о., Р. наступает в условиях, при к-рых заданная внешняя сила отдает макс. мощность в колебат. систему.

Рассмотрение Р. в электрич. колебат. системах с одной степенью свободы с учетом свойств источников, задающих внешнее воздействие на колебат. систему, приводит к двум предельным случаям, в к-рых явление Р. протекает по-разному. В обоих случаях внутр. сопротивление  $R_i$  источника эдс существенно и притом по-разному влияет на свойства колебат. контура, а именно — на его затухание. С ростом  $R_i$  при последоват. включении источника эдс (рис. 4) затухание контура растет, а при параллельном включении источника (рис. 5) — уменьшается. Поэтому, чтобы было выполнено условие 1)

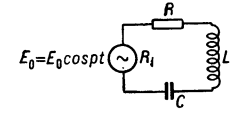


Рис. 4.

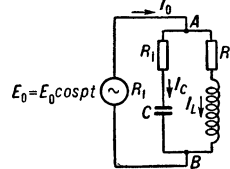


Рис. 5.

(т. е., чтобы свойства источника не влияли на свойства колебат. контура), нужно рассматривать 2 предельных случая, полагая в схеме рис. 4  $R_i = 0$ , а в схеме рис. 5  $R_i = \infty$ . Тогда в 1-м случае условие 2) также оказывается выполненным, т. к. напряжение на за-

жимах источника равно эдс независимо от параметров контура.

1-й случай описывается ур-нием

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + q/C = E_0 \cos pt \quad (5)$$

( $q$  — заряд на обкладках конденсатора  $C$ ), аналогичным ур-нию (3); установившееся решение получается из (4) заменой коэфф. ур-ния (3) соответствующими коэфф. ур-ния (5). Амплитудные и фазовые кривые Р. для переменной  $q$  имеют такой же вид, как и кривые Р. для переменной  $x$  (рис. 2 и 3), т. е. Р. в обоих случаях протекает одинаково.

Во 2-м случае, при  $R_i = \infty$ , также обеспечивается выполнение условия 2), потому что отдаваемый источник ток не зависит от свойств контура (полным сопротивлением к-рого по сравнению с  $R_i \rightarrow \infty$  всегда можно пренебречь). В общей цепи течет ток с постоянной амплитудой  $I_0$ , зависящей только от свойств источника эдс (в таких случаях источник эдс наз. «источником тока»). Тогда по 1-му закону Кирхгофа

$$I_0 \cos pt = I_C \cos(pt + \varphi_C) + I_L \cos(pt + \varphi_L), \quad (6)$$

где  $I_C$  и  $\varphi_C$ ,  $I_L$  и  $\varphi_L$  — соответственно амплитуды и начальные фазы токов в емкостной и индуктивной ветвях колебат. контура. Когда  $p$  близка к  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ , то сопротивления емкостной  $X_C = 1/pC$  и индуктивной  $X_L = pL$  ветвей контура близки по величине и  $I_C \approx I_L$ . С др. стороны, токи в индуктивной и емкостной ветвях сдвинуты по фазе относительно напряжения между точками  $A$  и  $B$  (разветвления токов) в противоположные стороны на углы, тем более близкие к  $\pm\pi/2$ , чем меньше  $R_1$  и  $R_2$ , и при малых  $R_1$  и  $R_2$  (малом затухании контура)  $\varphi_L - \varphi_C \approx \pi$ . В этом случае из (6) следует:  $I_0 \approx I_C - I_L$ . Но если  $I_C \approx I_L$ , а  $I_C - I_L \approx I_0$ , то  $I_C \approx I_L \gg I_0$ . Т. о., во 2-м случае при заданной амплитуде тока  $I_0$  наступает резкое увеличение амплитуд токов  $I_C$  и  $I_L$  при приближении  $p$  к  $\omega$ . Вблизи  $p = \omega_0$  значения  $I_C$  и  $I_L$  достигают максимумов тем больших, чем меньше  $R_1$  и  $R_2$ . Вместе с  $I_C$  и  $I_L$  достигает максимума и напряжение между точками  $A$  и  $B$ . 1-й случай наз. последоват. Р., а 2-й — параллельным Р. Основное различие между ними (помимо того, что в 1-м случае задана амплитуда питающей контур эдс, а во 2-м — амплитуда питающего контур тока) состоит в том, что при последоват. Р. прил. равны по величине и противоположны по фазе напряжение на конденсаторе и эдс на катушке; вследствие чего амплитуды напряжения и эдс порознь оказываются гораздо больше амплитуды эдс, создаваемой источником; при параллельном же Р. прил. равны по величине и противоположны по фазе токи в индуктивной и емкостной ветвях; вследствие чего амплитуды этих токов оказываются гораздо больше амплитуды тока, отдаваемого источником. Поэтому, последовательный и параллельный Р. наз., соответственно, Р. напряжений и Р. токов.

Р. в связанных колебат. системах сохраняет основные черты Р. в системах с одной степенью свободы, но может протекать существенно иначе по двум причинам: во-первых, связанным системам свойственно не менее чем 2 нормальных колебания, вообще говоря, с различными нормальными частотами; во-вторых, в связанных системах возможно одновременное внешнее воздействие на неск. парциальных систем, образующих связанную систему. Для упрощения ограничимся рассмотрим связанной колебат. системы без потерь, обладающей двумя степенями свободы. В общем случае на каждую из двух координат может действовать гармонич. внешняя сила, причем амплитуды внешней силы, действующей на 2 раз-

ных координаты, могут быть различны. В этом случае ур-ния Лагранжа (см. *Связанные системы*) могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} b_{11}\ddot{q}_1 + b_{12}\ddot{q}_2 + a_{11}q_1 + a_{12}q_2 &= Q_1 \cos pt, \\ b_{12}\ddot{q}_2 + b_{22}\ddot{q}_1 + a_{12}q_1 + a_{22}q_2 &= Q_2 \cos pt, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — амплитуды внешней силы, действующей, соответственно, на координаты  $q_1$  и  $q_2$ . Подставляя в (7) решения в виде  $q_1 = X_1 \cos pt$  и  $q_2 = X_2 \cos pt$ , получаем систему алгебраич. ур-ний для  $X_1$  и  $X_2$ :

$$\begin{aligned} (a_{11} - b_{11}p^2) X_1 + (a_{12} - b_{12}p^2) X_2 &= Q_1, \\ (a_{12} - b_{12}p^2) X_1 + (a_{22} - b_{22}p^2) X_2 &= Q_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Прежде всего, из этих ур-ний следует, что, когда  $p$  приближается к  $\omega_1$  или  $\omega_2$ ,  $X_1$  и  $X_2$  беспрдельно возрастают, но в реальных колебательных системах из-за затухания они возрастают но беспрдельно, а до нек-рого максимума, тем большего, чем меньше затухание. Однако Р. не наступает в спец. случае, когда между  $Q_1$  и  $Q_2$  и  $X_1$  и  $X_2$  выполняется соотношение  $Q_1 X_1 + Q_2 X_2 = 0$ , т. е. для каждого из нормальных колебаний можно так подобрать распределение  $Q_i$ , что, несмотря на совпадение  $p$  с  $\omega_i$ , Р. не наступит, т. к. создаются условия, при к-рых внешняя сила не отдает мощности в колебат. систему. В этом отличие Р. в связанных системах от Р. системы с одной степенью свободы.

При совпадении  $p$  с одной из парциальных частот системы Р. никогда не наступает, но может наблюдаться явление, в нек-ром смысле обратное Р. Если гармонич. внешняя сила действует только на одну из двух, напр. 1-ю парциальную систему, но частота этой силы совпадает со 2-й парциальной частотой, то вынужденные колебания в 1-й системе не возникнут (при условии, что в системе нет потерь; при наличии небольших потерь вынужденные колебания возникнут, но амплитуда их будет мала). Этот эффект «гашения колебаний» применяется в механич. успокоителях и *фильтрах электрических*.

Р. в распределенных системах также наступает, вообще говоря, при приближении  $p$  к одной  $\omega_i$ , число к-рых бесконечно велико. В простейшем случае однородной распределенной колебат. системы все  $\omega_i$  кратны наименьшей («основному тону»), т. е.  $\omega_k = k\omega$ , где  $k = 1, 2, 3, \dots$ .

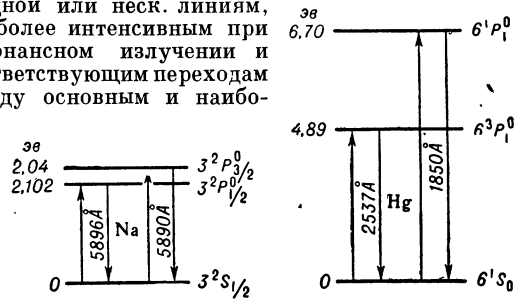
Однако, вследствие того, что при повышении частоты колебаний потери энергии в колебат. системе, как правило, растут, явление Р. с ростом  $k$  бывает выражено все слабее. Пока  $k$  не очень велико, Р. в распределенной колебат. системе сопровождается образованием системы стоячих волн, частота к-рых  $\omega_k$  совпадает с  $p$ ; при повышении  $p$  последовательно наблюдается Р. на все более высоких частотах и последовательно возникают (и исчезают) системы стоячих волн все меньшей длины (пока  $k$  не слишком велико и потери в системе не приводят к «замытию» стоячих волн). Однако при непрерывном повышении  $p$  Р. наступает не на всех подряд  $\omega_i$ . Для наступления Р. необходимо, чтобы мощность, отдаваемая внешней силой в колебат. систему, принимала макс. значение. Это не всегда имеет место. Положим, напр., что в электрич. распределенную систему (двухпроводную линию) источник эдс включен в том месте, где для нормального колебания, на к-ром мог бы возникнуть Р., должен образоваться узел стоячей волны тока, т. е. где амплитуда силы тока равна нулю. В таком случае Р. не возникнет вследствие того, что не создающий тока источник эдс не будет отдавать в колебат. систему мощности. Т. о., можно сделать общее заключение, что условия, при к-рых наблюдается Р. в распределенной колебат. системе, тождественны с условиями, при к-рых в такой же системе возможно образование системы *стоячих волн*.

В случае негармонич. внешней силы явление Р. в линейных колебат. системах представляет собой суперпозицию резонансных явлений, возникающих в системе под действием каждой гармонич. составляющей спектра негармонической внешней силы. В системе может наблюдаться одновременно Р. на неск. частотах, и для определения характера Р. в системе нужно учесть все резонансные эффекты, возникающие одновременно; в частности, в распределенной колебат. системе может одновременно возникнуть неск. систем стоячих волн, длины к-рых находятся в простых кратных отношениях.

Лит.: Горелик Г. С., *Колебания и волны*, 2 изд., М., 1959, гл. 3; Стрелков С. П., *Введение в теорию колебаний*, М.—Л., 1950; Манделштам Л. И., *Полное собрание трудов*, т. 4 — Лекции по колебаниям, М., 1955 (ч. 1 — лекции 15, 16, 26, 27, 30, 31). С. Э. Хайкин.

**РЕЗОНАНСНАЯ ЛАМПА** — см. *Лампа резонансная*.

**РЕЗОНАНСНАЯ ЛИНИЯ** — спектральная линия излучения, при к-рой частота излучаемого света совпадает с частотой света, поглощаемого атомом в основном состоянии. Обычно этот термин применяют к одной или неск. линиям, наиболее интенсивным при резонансном излучении и соответствующим переходам между основным и наибо-



Резонансные линии Na и Hg.

лее глубоко лежащими возбужденными уровнями. Р. л. элементов обычно расположены в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Длины волн Р. л. для H, He, Na и Hg равны (в Å) 1215, 68; 584,328; 5889,96/95,93; 2536,52, 1849,50. Совокупность Р. л. образует резонансный спектр. См. *Резонансная флуоресценция*.

**РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ** (резонансное излучение, резонансное рассеяние, или резонансная люминесценция) — *фотолюминесценция*, при к-рой длина волны флуоресценции совпадает с длиной волны возбуждающего излучения. Соответствующие спектральные линии наз. резонансными; они связаны либо с переходами из основного энергетич. состояния в возбужденное, либо с переходами между возбужденными состояниями, если нижнее из них достаточно заселено к.-л. способом.

Р. ф. наблюдается в газах, жидкостях и в твердых телах. Наиболее типична картина Р. ф. в разреженных атомных парах; впервые Р. ф. наблюдалась в парах натрия (Р. Вуд, R. Wood, 1904 г.). Р. ф. в парах существенно зависит от давления  $p$ ; так, для Na при  $p \sim 10^{-6}$  мм рт. ст. свечение происходит лишь на пути распространения возбуждающего света; при  $p \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  мм рт. ст. границы пучка размываются и излучение заполняет весь сосуд с парами (возникает *диффузия излучения*); по мере дальнейшего повышения  $p$  свечение постепенно сосредоточивается у передней стенки и, наконец, происходит лишь в очень тонком слое в направлении зеркального отражения от передней стенки сосуда, что связано с концентрированием большого числа излучающих атомов в объеме порядка длины волны. Чрезмерно большое  $p$  или добавление посторонних газов приводит к уменьшению



интенсивности Р. ф. за счет возбуждения соударением др. состояний (появляются дополнит. линии) и процессов тушения (см. *Тушение люминесценции*).

Обычно Р. ф. поляризована (см. *Поляризованная люминесценция*), причем степень поляризации и ее характер определяются поляризацией возбуждающего света, направлением наблюдения по отношению к возбуждению, объектом исследования, давлением паров и наличием примесей, ориентацией и напряженностью внешнего электрич. или магнитного поля. Чувствительность к последнему весьма велика, что заставляет в экспериментах учитывать магнитное поле Земли.

Для возбуждения Р. ф. существен спектр. состав исходного излучения, в частности при возбуждении резонансной линией последняя не должна быть самообращенной. Ширина линии, излучаемой в процессе Р. ф., обычно меньше возбуждающей и определяется *доплеровским уширением спектральных линий*. При исключении эффекта Доплера (эксперименты на атомных пучках) ширина излучаемой линии становится естественной, т. е. характеризуется вероятностью соответствующего спонтанного перехода. Эта же величина определяет интенсивность Р. ф. при данном давлении паров и интенсивности возбуждения. При больших  $p$ , а также в присутствии посторонних газов соударения излучающих систем приводят к дополнительному (часто доминирующему) уширению линии.

Квантовая теория Р. ф. различает 2 случая: 1) Р. ф. под действием возбуждения линией относительно большой ширины (ее интервал по частоте  $\Delta\omega_e \gg 1/\tau$ ) рассматривается как результат перехода системы в возбужденное состояние, где она находится в среднем в течение времени  $\tau$ , после чего возвращается в основное состояние с испусканием резонансного фотона с частотой  $\omega_r$ , фиксированной с точностью до соотношения неопределенности  $\Delta\omega_r \sim 1/\tau$  ( $\tau$  — параметр невозмущенной системы, к-рый может уменьшаться под действием соударений за время возбужденного состояния). Пока  $\Delta\omega_e \gg 1/\tau$ , процессы возбуждения и последующего излучения могут считаться независимыми. В этом случае происходит спектр. преобразование исходного излучения. 2) Если  $\Delta\omega_e \ll 1/\tau$ , процессы возбуждения и излучения тесно независимы. При этом испускается узкая линия, тождественная линии возбуждения, т. е. величина  $\tau$  не определяет ширину линии, и невозможно указать, в каком состоянии — основном или возбужденном — находится атом в процессе Р. ф. Естеств. ширина возбужденного уровня при этом может быть обнаружена лишь по зависимости интенсивности вторичного излучения от величины отклонения частоты возбуждающего света от средней частоты соответствующего перехода.

Отличие Р. ф. от рэлеевского рассеяния света определяется острой спектр. избирательностью первой, связанной с образованием реального возбужденного состояния, что и обуславливает специфич. временные, спектральные и интенсивностные характеристики Р. ф.

Лит.: 1) Вуд Р. В., *Физическая оптика*, пер. с англ., М.—Л., 1936; 2) Митчелл А., Земанский М., *Резонансное излучение и возбужденные атомы*, пер. с англ., М.—Л., 1937; 3) Гайтлер В., *Квантовая теория излучения*, [пер. с англ.], М., 1956; 4) Прингсгейм П., *Флуоресценция и фосфоресценция*, пер. с англ., М., 1951.

Е. Б. Александров.

**РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — излучение связанных электронов под действием падающей на содержащую их систему электромагнитной волны частоты  $\omega_0 = (E_n - E_0)/\hbar$ , где  $E_n$ ,  $E_0$  — энергии возбужденного и основного состояний атома ( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ). Р. и. открыто Р. Вудом (R. Wood), наблюдавшим его в парах Na

(1905 г.) и Hg (1912 г.). Фактически наблюдаемое явление имеет характер резонансного рассеяния падающего света или резонансной люминесценции.

Чистое Р. и. происходит, вообще говоря, только в том случае, когда основное состояние является синглетным, что имеет место для элементов первой и второй групп периодич. системы. Кроме условия частот:  $\hbar\omega_0 = E_n - E_0$ , для Р. и. необходимо, чтобы данный переход был разрешен *отбора правилами*. Резонансные линии ряда металлов приведены в табл.; длины волн даются в Å.

*Выход люминесценции при Р. и. в разреженных парах близок к единице. Время жизни резонансной линии в видимой части спектра порядка  $10^{-8}$  сек.*

Поляризация Р. и. чувствительна даже к весьма слабым магн. полям.

Явление Р. и. легло в основу создания *ламп резонансной*, к-рая применяется при изучении строения атомных уровней.

При рассмотрении явления резонанса в классич. теории необходимо учитывать эффект затухания. Аналогичные соображения позволяют в квантовой теории развить приближенный метод (Е. Вигнер и В. Вайскопф) рассмотрения Р. и. Если возбужденные состояния атома считать строго стационарными [при этом электронная волновая ф-ция зависит от времени по закону  $\psi_n \sim \exp(-iE_n t)$ ], то применение *возмущенной теории* к процессу рассеяния фотона связанным электроном приводит к дисперсионной ф-ле для дифференциального сечения рассеяния  $d\sigma$ :

$$d\sigma = \left| \sum_n \left[ \frac{(P_{ef})_{fn} (P_{e0})_{n0}}{E_0 - E_n + \hbar\omega_0} + \frac{(P_{e0})_{fn} (P_{ef})_{n0}}{E_0 - E_n - \hbar\omega_f} \right] \right|^2 \times (1) \\ \times \omega_0 \omega_f^2 dO_f,$$

где  $P$  — дипольный момент атома,  $\omega_0$ ,  $\omega_f$  — частоты первоначального и рассеянного фотонов,  $e_0$ ,  $e_f$  — их поляризации,  $E_0$ ,  $E_n$  — уровни энергии электрона,  $dO_f$  — элемент телесного угла, в к-рый излучается фотон. Эта ф-ла непригодна для описания Р. и., поскольку в случае точного резонанса один из знаменателей в (1) обращается в нуль и интенсивность рассеяния становится бесконечно большой.

В действительности возбужденные состояния атома можно считать стационарными лишь приближенно. Уровни энергии всегда имеют конечную ширину  $\gamma_n$ , и при рассмотрении Р. и. следует учитывать их затухание, т. е. считать  $\psi_n \sim \exp\{-i(E_n - i\gamma_n/2)t\}$ . Это позволяет теорию дисперсии обобщить на случай Р. и.

Вероятность Р. и. существенно зависит от характера первичного излучения. Если атом облучается электромагнитным полем с непрерывным спектром, то вероятность Р. и. описывается ф-лой:

$$w(\omega_0) = \frac{|(H')_{0n}|^2}{(E_n - E_0 - \hbar\omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_n^2 / 4} \quad (2)$$

( $H'_{0n}$  — матричный элемент оператора энергии взаимодействия электрона с полем излучения). При этом получается та же самая спектральная линия, что и при возбуждении атома другим способом, напр. путем столкновений. В случае возбуждения атома с помощью монохроматич. линии частоты  $\omega_0$  (точнее, с помощью линии, ширина к-рой много меньше ширины уровня  $\gamma_n$ ) вероятность испускания кванта такой частоты равна:

$$w(\omega_0) \sim \frac{|(H')_{0n}|^2 I_0}{(E_n - E_0 - \hbar\omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_n^2 / 4}, \quad (3)$$

где  $I_0$  — интенсивность первичного излучения, сосредоточенного по условию в области частот  $\Delta\omega_0 \ll \ll \gamma_n$ . Из (3) видно, что в этом случае линия излучения гораздо резче естественной и имеет такую же форму, что и первичная линия. Первичная и излученная волны оказываются когерентными между собой.

Строгая теория Р. п. строится обычными методами *квантовой электродинамики*. При этом оказывается, что описанное выше приближенное рассмотрение является в высокой степени точным.

Лит.: 1) Вуд Р. В., Физическая оптика, пер. с англ., М.—Л., 1936; 2) Прингстем П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; 3) Митчелл А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М.—Л., 1937; 4) Шполский Э. В., Атомная физика, т. 1, 4 изд., М.—Л., 1951, § 226; 5) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; § 20; 6) Ахизер А. И., Берестецкий В. В., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, § 35, 53.

В. З. Кресин.

**РЕЗОНАНСНОЕ ИСПУСКАНИЕ** — см. *Резонансное излучение*.

**РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ** — поглощение фотонов частоты  $\omega = (E_n - E_0)/\hbar$ , где  $E_n, E_0$  — энергии возбужденного и основного уровней поглощающей системы ( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ). Р. п. — первый этап процесса *резонансного излучения*. Если наблюдается эффект резонансного излучения при возбуждении атома светом с непрерывным спектром, то процессы Р. п. и последующего излучения можно рассматривать как 2 независимых процесса.

Вероятность Р. п. кванта описывается ф-лой:

$$w(\omega) = \frac{\gamma}{\Gamma} \frac{|H_{n0}|^2}{(E_n - E_0 - \hbar\omega)^2 + \hbar^2 \gamma_n^2 / 4},$$

где  $H_{n0}$  — матричный элемент оператора энергии взаимодействия электрона с полем излучения,  $\gamma_n$  — естественная ширина возбужденного уровня,  $\Gamma$  — полная вероятность перехода из начального состояния, причем предполагается, что  $\Gamma \ll \gamma_n$ . Атом, возбужденный посредством Р. п., по истечении времени порядка  $\tau = 1/\gamma_n$  возвращается в основное состояние, испускает квант (и тогда имеет место резонансное излучение), либо отдает свою энергию другим способом (напр., в результате соударения с другими атомами — удары 2-го рода).

Явление Р. п. наблюдается и в ядерной физике (ядерное Р. п.  $\gamma$ -лучей). Трудности наблюдения ядерного Р. п. связаны со значительными потерями энергии  $\gamma$ -квантов на отдачу атомных ядер. Если рассматривать переходы в первоначально покоящихся ядрах, то оказывается, что сдвиг энергии  $\Delta E$  в испущенном  $\gamma$ -кванте обычно намного превосходит собственную ширину линии, связанную с временем жизни ядерного состояния. Энергия испущенного кванта оказывается слишком малой для того, чтобы вызвать эффект Р. п. Эта трудность специфична именно для ядерного Р. п., т. к. в оптическом Р. п., благодаря сравнительной малости энергии светового кванта, потери на отдачу оказываются малыми по сравнению с шириной линии. Способ наблюдения ядерного Р. п., при к-ром обходится указанная трудность, известен под названием *Мессбауэра эффекта*.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956, § 20.

В. З. Кресин.

**РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ** — см. *Поглощение нейтронов*.

**РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ** — упругое рассеяние частицы силовым полем (обычно атомным ядром), при к-ром фаза рассеяния достигает значения, близкого к  $\pi/2$ . Оно имеет место, когда энергия всей системы (рассеивающий центр плюс рассеиваемая частица) близка к энергии дискретного уровня, реального или виртуального, этой системы (в частности, при малых энергиях рассеиваемой частицы, если у системы есть уровень, близкий к нулю). Известный слу-

чай Р. р. — рассеяние очень медленного нейтрона (энергия  $E \lesssim 0,1$  Мэв) протоном. Сечение такого процесса связано с виртуальным синглетным уровнем системы нейтрон — протон (энергия связи  $\epsilon = 69$  кэв) и определяется ф-лой Вигнера (см. *Столкновение ну-клонов*):

$$\sigma = \frac{1}{4} \frac{2\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + \epsilon}, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия нейтронов в лабораторной системе,  $M$  — масса нейтрона,  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ; множитель  $1/4$  учитывает, что рассеяние происходит только в синглетном состоянии. При  $E \rightarrow 0$  сечение значительно превышает размеры области действия ядерных сил.

При рассеянии на ядрах, описываемом *Брейта — Вигнера формулой*, Р. р. происходит при энергии  $E \approx E_0$ , где  $E_0$  — уровень ядра, включающего рассеиваемую частицу. Для нейтронов в состоянии с нулевым орбитальным моментом ( $S$ -рассеяние) сечение равно (если точно  $E = E_0$ ):

$$\sigma = 4\pi\lambda^2 \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)^2 \rho. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны нейтрона,  $\Gamma_n$  и  $\Gamma$  — нейтронная и полная ширины соответственно. Множитель  $\rho$  учитывает спиновые состояния:

$$\rho = \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2I + 1)} \quad (3)$$

( $I, s = 1/2, J$  — спины ядра, нейтрона и уровня системы, на к-ром происходит рассеяние). При  $I = 1/2$  (протон) и  $J = 0$   $\rho = 1/4$ . Очевидно, что, кроме ближайшего по энергии резонансного уровня, в рассеяние вносят вклад и далекие уровни (вклад таких уровней объединяют названием «потенциальное» рассеяние; см. *Брейта — Вигнера формула*). Р. р. поэтому наблюдается на фоне рассеяния потенциального, с к-рым оно интерферирует.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963; 2) Лиандау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3).

Я. А. Смородинский.

**РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ**.

При взаимодействии  $\gamma$ -лучей с атомными ядрами может наблюдаться процесс резонансного возбуждения ядер, если энергия падающих квантов с высокой точностью соответствует энергии одного из возбужденных состояний ядра. Последующий распад возбужденного состояния сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов, энергия к-рых (с точностью до ширины возбужденного уровня) равна энергии поглощенных квантов. Такое явление и наз. Р. р. г.-л. Оно в принципе аналогично резонансному рассеянию света атомами, однако в случае  $\gamma$ -лучей наблюдение резонансного рассеяния существенно осложнено эффектами отдачи. При испускании  $\gamma$ -кванта с энергией  $E$  свободное покоящееся ядро вследствие отдачи приобретает кинетич. энергию, равную:  $R = E^2/2Mc^2$ , где  $M$  — масса ядра,  $c$  — скорость света; т. о., энергия испущенного кванта оказывается на величину  $R$  меньше энергии соответствующего ядерного возбужденного состояния. Аналогично отдачу испытывает и поглощающее ядро. Вследствие этого линии испускания и поглощения оказываются сдвинутыми друг относительно друга на величину  $2R$ . Этот сдвиг существенно превосходит естеств. ширины  $\gamma$ -линий; поэтому условие резонанса не реализуется даже в том случае, если в качестве источника и поглопителя  $\gamma$ -квантов используются тождественные ядра (исключение — случай весьма мягких  $\gamma$ -переходов, когда резонансное поглощение  $\gamma$ -лучей может осуществляться благодаря *Мессбауэра эффекту*).

Условие резонанса (совпадение линий испускания и поглощения) может быть восстановлено с помощью эффекта Доплера. Если  $\gamma$ -квант испускается движущимся со скоростью  $v$  ядром, энергия кванта изменится на величину  $\Delta E = E(v/c) \cos \phi$ , где  $\phi$  — угол

между направлением движения ядра и направлением вылета  $\gamma$ -кванта. Линии испускания и поглощения будут перекрываться, если  $\Delta E = 2R$ .

Необходимая скорость может быть сообщена излучающему ядру, напр. механич. путем (центрифугой). Именно таким способом в 1950 г. П. Муну (1) впервые удалось наблюдать Р. р. г.-л. Заметного перекрытия линий испускания и поглощения можно достичь, нагревая источник до темп-р  $\sim 1000^\circ \text{C}$ . Перекрытие линий в этом случае происходит благодаря увеличению тепловой доплеровской ширины линии испускания. Оба этих метода ограничены областью тяжелых ядер и относительно мягких  $\gamma$ -переходов, что объясняется технич. трудностями при достижении высоких скоростей или темп-р. От этого недостатка свободен метод каскадных переходов, в к-ром необходимая скорость сообщается излучающему ядру за счет отдачи от излучений, предшествующих испусканию  $\gamma$ -кванта, резонансное рассеяние к-рого исследуется. При этом ядрам могут быть сообщены очень высокие скорости и условие резонанса может быть осуществлено в случае больших энергий отдачи (т. е. даже для легких ядер и жестких  $\gamma$ -переходов). Необходимо только, чтобы время жизни возбужденного состояния ядра было короче среднего времени свободного пробега атомов отдачи в веществе источника; поэтому метод каскадных переходов обычно требует применения газообразных источников. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения Р. р. г.-л. тепловым методом или методом каскадных переходов. Один из результатов эксперимента,

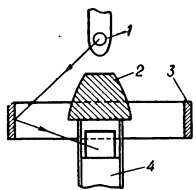


Рис. 1.

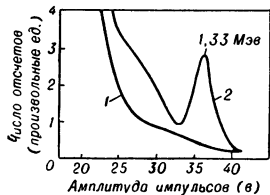


Рис. 2.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов тепловым методом или методом каскадных переходов: 1 — источник  $\gamma$ -лучей в нагревателе; 2 — защитный свинцовый фильтр; 3 — цилиндр рассеивателя; 4 — сцинтилляционный счетчик.

Рис. 2. Спектры рассеянного излучения при исследовании резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов с энергией 1,33 Мэв на ядрах  $\text{Ni}^{60}$ : 1 — твердый источник; 2 — источник в газообразном состоянии. Во 2-м случае в спектре наблюдается фотопик, соответствующий резонансному рассеянию  $\gamma$ -лучей с энергией 1,33 Мэв. По оси ординат отложена скорость счета квантов в произвольных единицах.

полученный методом каскадных переходов, показан на рис. 2. Видно, что при переходе источника в газообразное состояние в спектре рассеянного излучения появляется фотопик, соответствующий Р. р. г.-л.

Для наблюдения Р. р. г.-л. можно воспользоваться  $\gamma$ -излучением, возникающим в результате ядерных реакций с быстрыми частицами, а также тормозным излучением. В 1-м случае необходимая скорость сообщается излучающему ядру вследствие отдачи при захвате быстрой частицы ядром-мишенью. Во 2-м случае условие резонанса удовлетворяет лишь очень малая часть из общего потока  $\gamma$ -квантов, падающих на мишень; поэтому такой метод применяют для резонансного возбуждения уровней с достаточно большими ширинами.

Все эти методы наблюдения Р. р. г.-л. подробно рассмотрены в обзорах [2—4]. Для наблюдения Р. р. г.-л. удается использовать также  $\gamma$ -лучи, испускаемые ядрами при захвате тепловых нейтронов [5], и  $\gamma$ -лучи, рассеянные путем комптон-эффекта под определенным

углом от нейтральной мишени [6]; в последнем случае энергию квантов можно менять, изменяя угол рассеяния. Для монохроматич.  $\gamma$ -квантов сечение резонансного рассеяния может достигать очень больших величин. Напр., если энергия квантов точно равна резонансной энергии, эффективное сечение процесса равно:  $\sigma_0 = (2I_1 + 1)\lambda^2 / (2I_0 + 1)2\pi$ , где  $I_0$  и  $I_1$  — спины основного и возбужденного состояний ядра,  $\lambda$  — длина волны  $\gamma$ -излучения. Для энергии  $\gamma$ -лучей  $\sim 1 \text{ Мэв}$  это сечение превышает 2000 барн. Реально наблюдаемые эффективные сечения оказываются на много порядков меньше, поскольку условие резонанса удовлетворяет лишь очень небольшую часть из общего потока падающего излучения. Тем не менее, как видно, напр., из рис. 2, при благоприятных условиях можно получить большую относительную величину эффекта.

Основное применение Р. р. г.-л. в ядерной физике — измерение коротких времен жизни возбужденных состояний ядер ( $\tau \leq 10^{-10} \text{ сек}$ ). Измерение абсолютных величин эффективного сечения Р. р. г.-л. позволяет определить ширину возбуждаемого уровня, а следовательно, и его время жизни. Поскольку эффективное сечение процесса пропорционально ширине уровня, возможности метода принципиально не ограничены со стороны коротких времен жизни; им можно пользоваться в такой области времен жизни, где применим, напр., метод задержанных совпадений. Наблюдение углового распределения резонансно рассеянных квантов позволяет получить информацию, аналогичную получаемой при исследовании угловой корреляции  $\gamma$ -квантов (спины уровней, мультипольности  $\gamma$ -переходов,  $g$ -факторы возбужденных состояний). Поскольку в процессе Р. р. г.-л. принимает участие только одно возбужденное состояние ядра, интерпретация результатов в ряде случаев оказывается более однозначной, чем в методе угловой корреляции.

Важное применение метод Р. р. г.-л. нашел в области исследования бета-распада. При методе каскадных переходов резонансное рассеяние испытывают  $\gamma$ -кванты, испускаемые под определенным углом к направлению вылета предшествующей частицы (если эти частицы монохроматичны, как, напр., нейтрино при электронном захвате) или в нек-ром интервале углов (если испусканию кванта предшествует  $\beta^-$ -или  $\beta^+$ -распад). Исследуя циркулярную поляризацию резонансно рассеянных  $\gamma$ -квантов (см. *Поляризация гамма-лучей*) или зависимость эффективного сечения Р. р. г.-л. от угла вылета  $\gamma$ -кванта по отношению к направлению вылета предшествующей частицы, можно получить важные сведения о  $\beta$ -распаде. Так был впервые измерен знак спиральности нейтрино, испускаемого при электронном захвате (см. *Нейтрино*) [7].

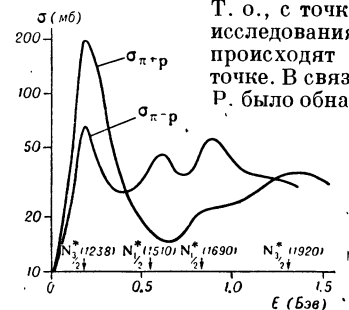
Явление Р. р. г.-л. можно использовать при исследовании нек-рых вопросов молекулярной физики и физики твердого тела. Напр., этим методом была исследована форма доплеровской (тепловой)  $\gamma$ -линии в твердом теле, а также процессы торможения атомов (молекул) отдачи в газах, жидкостях и твердых телах, влияние хим. связи на процессы отдачи (см. также *Мессбауэра эффект*).

Лит.: 1) Moon P. B., «Proc. Phys. Soc.», 1950, v. 63, pt. 11, № 371A, p. 1189; 2) Джелепов Б. С., «УФН», 1957, т. 62, вып. 1, с. 3; 3) Мальфорс К. Дж., в кн.: Бета-и гамма-спектрокопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959, с. 481; 4) Metzger F. R., «Prog. Nucl. Phys.», 1959, v. 7, p. 53; 5) Ben-David G., Hulschmann B., «Phys. Letters», 1962, v. 3, № 2, p. 87; Fleischmann H. H., Stanek F. W., «Z. Naturforsch.», 1963, Bd 18a, H. 4, S. 355; 6) Mouton W. L., Sellisch J. P. E., Wickers G., «Phys. Rev.», 1963, v. 129, № 1, p. 361; 7) Bäckström G., «Nucl. Instrum. Methods», 1963, v. 23, № 2, p. 218; 8) Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A. W., «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 1015.  
Н. Н. Делягин.

**РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА** (селективное рассеяние света) — *рассеяние света* с частотой, близкой к линии поглощения данного вещества. Рассеяние увеличивается по мере приближения к центру линии Р. р. с. по своей природе не отличается от *резонансной флуоресценции*.

**РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ** (резонансы) — короткоживущие образования (частицы), возникающие при взаимодействии *элементарных частиц*.

Интенсивное накопление экспериментальных данных о взаимодействиях элементарных частиц, вызванное созданием гигантских ускорителей и больших пузырьковых камер, привело к открытию новой группы частиц — резонансов (Р.). Характерная особенность Р. — их малое время жизни ( $\tau \sim 10^{-22} - 10^{-23}$  сек.).



Зависимости полных сечений  $\pi^+p$  и  $\pi^-p$ -взаимодействий от кинетич. энергии падающих пионов  $E$  (в лабораторной системе). Стрелками показано положение соответствующих  $\pi N$ -изобар.

Т. о., с точки зрения совр. методов исследования, генерация и распад Р. происходят практически в одной точке. В связи с этим существование Р. было обнаружено косвенными методами, по наблюдению продуктов их распада. Один из таких методов — изучение энергетич. зависимости сечений. Напр., в энергетич. зависимости полных сечений взаимодействия  $\pi$ -мезонов с протонами (р) было обнаружено неск. пиков, к-рые могут быть приписаны новым нестабильным частицам — Р. (см. рис.). Время их жизни  $\tau$  связано с шириной соответствующего пика  $\Gamma$  соотношением *неопределенностей*  $\tau\Gamma \sim \hbar$ . Классич. пример такого Р. — т. н.  $N_{3/2}^*(1238)$ -изобара (см. табл.), для к-рой доказано, что  $\pi N$ -взаимодействие имеет резонансный характер ( $N$  — нуклон). Время жизни этой изобары  $\tau \sim 10^{-23}$  сек. В аналогичных экспериментах были обнаружены Р., образованные при  $\bar{K}N$ -взаимодействии ( $\bar{K}$  — анти-К-мезон) [1—5].

Др. способ изучения Р. — исследование кинематики многочастичных реакций. Напр., при исследовании распределения по эффективным массам ( $\pi^+ \pi^- \pi^0$ )-системы

$$M_{\omega\text{эфф}}^2(\pi^+\pi^-\pi^0) = (E_{\pi^+} + E_{\pi^-} + E_{\pi^0})^2 - (p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{\pi^0})^2$$

( $E$  и  $p$  — энергия и импульс соответствующего мезона,  $c = 1$ ) в реакции



было обнаружено наличие узкого пика при  $M_{\omega\text{эфф}} \approx 780$  Мэв ( $\omega$ -мезон, см. рис. 6 в ст. *Пи-мезоны*) [2]. Наличие узкого пика в распределении по  $M_{\omega\text{эфф}}$  означает, что реакция (1) идет в 2 этапа:



Ширина резонансного пика  $\Gamma \approx 9$  Мэв, что соответствует  $\tau_{\omega} \sim 10^{-22}$  сек.

Эти 2 метода позволили открыть неск. десятков Р. Наиболее достоверные Р. и их квантовые числа и характеристики распадов приведены в табл., где для сравнения даны свойства нек-рых элементарных частиц [1—6].

Сечения рождения Р. при неупругих взаимодействиях мезонов, нуклонов и антинуклонов с нуклонами

обычно не превышают неск. мб, т. е. почти на порядок меньше сечения рождения  $\pi$ -мезонов [2, 3, 5]. При высоких энергиях сталкивающихся частиц ( $E = 5 - 15$  Бэв) сечение рождения Р. падает до неск. десятых мб.

**Бозонные Р. (мезоны).** Резонансные системы из двух  $\pi$ -мезонов. Эксперименты по поискам бозонных Р. в значит. степени иницировались теоретич. предсказаниями о существовании резонансных систем  $\pi$ -мезонов, полученными на основании анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов высокой энергии на нуклонах.

Изучение реакций



показало наличие резонансного пика в распределениях по  $M_{\omega\text{эфф}}(\pi^+\pi^0)$  и  $M_{\omega\text{эфф}}(\pi^+\pi^-)$  при  $M = 750$  Мэв с  $\Gamma \approx 100$  Мэв ( $\rho$ -мезон; см. табл.). Изотопич. спин  $\rho$ -мезона был определен на основании изучения распределения событий (4) по  $M_{\omega\text{эфф}}(\pi^+\pi^+)$ . Оказалось, что в этом случае резонансный пик отсутствует. Т. к. изотописпин ( $\pi^+\pi^+$ )-системы равен 2, а у ( $\pi^+\pi^0$ )-систем может быть равным 1 и 2, то  $I_{\rho} = 1$ .

Распад  $\rho$ -мезона обусловлен *сильным взаимодействием*, о чем свидетельствует большая ширина этого резонанса ( $\Gamma \approx 100$  Мэв). Поэтому, в силу изотопич. инвариантности, суммарный изотописпин распадных  $\pi$ -мезонов также равен 1. Отсюда, из свойств *симметрии волновой функции* двух  $\pi$ -мезонов (Бозе частицы), можно получить, что  $\rho$ -мезон имеет нечетный спин  $J_{\rho}$  и отрицат. четность. Анализ углового распределения  $\pi$ -мезонов в процессах (4) и (5) показал, что  $J_{\rho} = 1$  (метод Адэйра, [7]).  $G$ -четность (см. *Четность состояний*)  $\rho$ -мезона положительна.

При исследовании реакций (4) и (5) в интервале энергий  $\pi$ -мезонов 3—6 Бэв был обнаружен 2-й Р. в ( $\pi\pi$ )-системе с  $M = 1250$  Мэв,  $J \geq 2$  и  $I = 0$  ( $f$ -мезон). Имеется еще относительно большое число указаний на возможные Р. в ( $\pi\pi$ )-системах, данные о к-рых весьма противоречивы [5, 6].

Резонансные системы из трех  $\pi$ -мезонов были обнаружены, в частности, в реакции (2) —  $\omega$ -мезон ( $\pi^+\pi^-\pi^0$ ). Отсутствие заряженных аналогов  $\omega$  указывает на то, что  $I_{\omega} = 0$ . Другие квантовые числа этих Р. определяются простым методом Р. Далица [8]. Суть метода заключается в следующем. Матричный элемент  $M$ , описывающий распад неполяризованной частицы на 3  $\pi$ -мезона, зависит только от двух переменных. Отсюда вероятность распада  $\omega$  можно записать в форме:

$$w(\omega \rightarrow 3\pi) \sim \iint |M(E_{\pi^0}, E_{\pi^+})|^2 dE_{\pi^0} dE_{\pi^+}. \quad (6)$$

Если построить распределение найденных случаев в системе координат  $E_{\pi^0}$  и  $E_{\pi^+}$ , то плотность событий на такой диаграмме будет пропорциональна  $|M(E_{\pi^0}, E_{\pi^+})|^2$ . На диаграмме Далица, т. о., наглядно представлена зависимость матричного элемента распада  $\omega \rightarrow 3\pi$  от энергии  $\pi$ -мезонов. Сравнение этих распределений с теоретическими дает возможность определить квантовые числа частицы. Из такого сравнения было найдено, что для  $\omega$ -мезона  $J^{PC} = 1^{-}$ .

Т. о., мезоны  $\rho$  и  $\omega$  имеют одинаковые квантовые числа за исключением изотопспина. Т. к. закон сохранения изотопспина нарушается при электромагнитных взаимодействиях, то возможны электромагнитные переходы  $\rho^0 \rightleftharpoons \omega$  — процесс, аналогичный процессу  $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$  (см. *K-мезоны*). При этом оказывается, что из-за близости масс  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов перемешивание может быть значительным (см. табл., распад  $\omega \rightarrow 2\pi$ ) [9].

Свойства резонансов. (Квантовые числа  $I(J^{PG})$  означают, соответственно, изотопспин  $I$ , спин  $J$ , пространственную четность  $P$  и  $G$ -четность  $G$ ).

Частица	Странность $S$	Квантовые числа $I(J^{PG})$	Масса ( $M_{\text{эв}}$ ) (приближен. значения)	Ширина $\Gamma$ ( $M_{\text{эв}}$ ) или $\tau$ (сек)	Основные схемы распада	Относит. вероятность распада (в %) (приближен. значения)
Бозонные резонансы						
$\pi \begin{cases} \pi^0 \\ \pi^\pm \end{cases}$	0	1(0 <sup>--</sup> )	135 140	$2 \cdot 10^{-16}$ сек $2,5 \cdot 10^{-8}$ сек	$\gamma\gamma$ $\mu^\pm\nu$	100 100
$\eta$	0	0(0 <sup>+</sup> )	548	$\leq 7 M_{\text{эв}}$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\gamma\gamma$	30 22 8 40
$\rho^-$	0	1(1 <sup>+</sup> )	750	100 $M_{\text{эв}}$	$\pi^+\pi^-$ $\pi^+\pi^0$ $\pi^-\pi^0$	100 100 100
$\omega$	0	0(1 <sup>--</sup> )	784	9 $M_{\text{эв}}$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\gamma$ $\pi^+\pi^-$	84 $11 \pm 3$ $\leq 0,8$
$(\eta 2\pi)$	0	0(0 <sup>+</sup> )	957	$\leq 4 M_{\text{эв}}$	$\begin{cases} \eta 2\pi \\ \pi^+\pi^-\gamma \end{cases}$	80 20
$\varphi$	0	0(1 <sup>--</sup> )	1018	3 $M_{\text{эв}}$	$K^0 K^0$ $K^+ K^-$	40 60
$A_1$	0	1(?)	1080	100 $M_{\text{эв}}$	$\rho\pi$	$\sim 100$
$B$	0	1(?)	1215	122 $M_{\text{эв}}$	$\omega\pi$	$\sim 100$
$f$	0	0( $\geq 2^+$ )	1250	150 $M_{\text{эв}}$	$2\pi$	100
$A_2$	0	1(2 <sup>+</sup> )	1310	90 $M_{\text{эв}}$	$\begin{cases} \rho\pi \\ K\bar{K} \\ \pi\eta \end{cases}$	60 28 20
$K \begin{cases} K^0 \\ K^+ \end{cases}$	+1	$\frac{1}{2}(0^-)$	498 494	$\begin{cases} 50\% K_1^0 - 1 \cdot 10^{-10} \text{ сек} \\ 50\% K_2^0 - 6 \cdot 10^{-8} \text{ сек} \\ 1,22 \cdot 10^{-8} \text{ сек} \end{cases}$	$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$	69 64
$\kappa$	+1	$\frac{1}{2}(?)$	725	$\leq 12 M_{\text{эв}}$	$K\pi$	100
$K^*$	+1	$\frac{1}{2}(1^-)$	888	50 $M_{\text{эв}}$	$K\pi$	100
Барийонные резонансы (изобары).						
В первом столбце в скобках указана масса изобары в $M_{\text{эв}}$ ; индекс справа внизу означает изотопспин $I$ .						
$N \begin{cases} n \\ p \end{cases}$	0	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1^+ \\ 2^+ \end{pmatrix}$	940 938	$0,7 \cdot 10^3$ сек стабилен	$e^-\bar{\nu}_p$ —	100 —
$N_{1/2}^*$ (1480)	0	$\frac{1}{2}(?)$	1480	240 $M_{\text{эв}}$	$\pi N$	50
$N_{1/2}^*$ (1512)	0	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 3^- \\ 2^- \end{pmatrix}$	1512	100 $M_{\text{эв}}$	$N\pi$	80
$N_{1/2}^*$ (1688)	0	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 5^+ \\ 2^+ \end{pmatrix}$	1688	100 $M_{\text{эв}}$	$N\pi$ $\Lambda K$	80 $\leq 2$
$N_{1/2}^*$ (2190)	0	$\frac{1}{2}(?)$	2190	200 $M_{\text{эв}}$	?	?
$N_{1/2}^*$ (2700)	0	$\frac{1}{2}(?)$	2700	100 $M_{\text{эв}}$	$\begin{cases} \eta N \\ \pi N \end{cases}$	$\sim 90$ $\sim 6$
$N_{3/2}^*$ (1238)	0	$\frac{3}{2} \begin{pmatrix} 3^+ \\ 2^+ \end{pmatrix}$	1238	100 $M_{\text{эв}}$	$N\pi$	100
$N_{3/2}^*$ (1920)	0	$\frac{3}{2} \begin{pmatrix} 7^+ \\ 2^+ \end{pmatrix}$	1920	200 $M_{\text{эв}}$	$N\pi$ $\Sigma K$	30 $\leq 4$
$N_{3/2}^*$ (2360)	0	$\frac{3}{2}(?)$	2360	200 $M_{\text{эв}}$	?	?
$\Lambda$	-1	$0 \begin{pmatrix} 1^+ \\ 2^+ \end{pmatrix}$	1115	$2,5 \cdot 10^{-10}$ сек	$N\pi$	100
$\Upsilon_0^*$ (1405)	-1	$0 \begin{pmatrix} 1^- \\ 2^- \end{pmatrix}$	1405	50 $M_{\text{эв}}$	$\Sigma\pi$ $\Lambda\pi\pi$	$\sim 100$ $\leq 4$

Продолжение

Частица	Странность $S$	Квантовые числа $I(JPG)$	Масса ( $M_{эв}$ ) (приблизит. значения)	Ширина $\Gamma$ ( $M_{эв}$ ) или $\tau$ (сек)	Основные схемы распада	Относит. вероятность распада (в %) (приблизит. значения)
$Y_0^*$ (1520)	-1	$0\left(\frac{3^-}{2}\right)$	1520	$16 M_{эв}$	$\Sigma \pi$ $\tilde{K}N$ $\Lambda \pi\pi$	55 30 15
$Y_0^*$ (1815)	-1	$0\left(\geq \frac{5^-}{2} ?\right)$	1815	$70 M_{эв}$	$\tilde{K}N$ $\Sigma \pi$ $\Lambda \pi\pi$	80 $\leq 10$ $\leq 15$
$\Sigma \left\{ \begin{array}{l} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{array} \right.$	-1	$1\left(\frac{1^+}{2}\right)$	1189 1193 1197	$\leq 0,8 \cdot 10^{-10}$ сек $\leq 0,1 \cdot 10^{-10}$ сек $1,6 \cdot 10^{-10}$ сек	$N \pi$ $\Lambda \psi$ $N \pi$	100 100 100
$Y_1^*$ (1385)	-1	$1\left(\frac{3^+}{2}\right)$	1385	$50 M_{эв}$	$\Lambda \pi$ $\Sigma \pi$	96 4
$Y_1^*$ (1660)	-1	$1\left(\frac{3^-}{2}\right)$	1660	$40 M_{эв}$	$\tilde{K}N$ $\Sigma \pi$ $\Lambda \pi$ $\Sigma \pi\pi$ $\Lambda \pi\pi$	5 31 21 27 16
$Y_1^*$ (1765)	-1	$1(?)$	1765	$60 M_{эв}$	$\tilde{K}N$	60
$\Xi \left\{ \begin{array}{l} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{array} \right.$	-2	$\frac{1}{2}\left(\frac{1^-}{2} ?\right)$	1311 1321	$1,5 \cdot 10^{-10}$ сек $1,16 \cdot 10^{-10}$ сек	$\Lambda \pi^0$ $\Lambda \pi^-$	100 100
$\Xi^*$ (1530)	-2	$\frac{1}{2}\left(\frac{3^+}{2}\right)$	1530	$7 M_{эв}$	$\Xi \pi$	100
$\Xi^*$ (1810)	-2	$\frac{1}{2}(?)$	1810	$70 M_{эв}$	$\left\{ \begin{array}{l} \Xi^* \pi \\ \Lambda K \\ \Xi \pi \end{array} \right.$	45 45 $\leq 10$
$\Omega^-$ (1675)	-3	$0(?)$	1675	$0,7 \cdot 10^{-10}$ сек	$\Xi^0 \pi^-$ $\Lambda K$	

Все  $P$ ., приведенные в табл., образуются и распадаются за счет сильного взаимодействия частиц. Исключением является  $\eta$ -мезон, обнаруженный в реакциях типа



Казалось бы, что и распад



также обусловлен сильным взаимодействием. Однако анализ диаграммы Далица и обнаружение распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  показали, что  $G_\eta = +1$ , т. е. распад (8) вызван электромагнитным взаимодействием, т. к.  $G$ -четность в этом процессе не сохраняется. Теоретич. оценки времени жизни  $\eta$ -мезона дают  $\tau_\eta \sim (0,1 - 0,01) \tau_{\pi^0}$ . При совр. точности приборов экспериментальное определение величины  $\tau_\eta$  представляется чрезвычайно трудной задачей.

Кроме перечисленных выше новых мезонов, отметим также  $\phi$ - и  $K^*$ -мезоны, обнаруженные при исследовании взаимодействия  $\tilde{K}$ -мезонов с протонами [1, 3, 10].

Всего в табл. приведено 8 псевдоскалярных мезонов ( $\pi, \eta, K, \tilde{K}$ ), 9 векторных ( $\rho, K^*, \tilde{K}^*, \omega, \phi$ ) и один мезон ( $f$ ) со спином  $J \geq 2$

**Барионные  $P$ . (изобары).** Первым известным  $P$ . был барионный  $P$ . с  $M = 1238 M_{эв}$ . Дальнейшие исследования взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами доказали существование новых ( $\pi N$ )-изобар (см. табл.). Совместное изучение процессов фоторождения пионов на нуклонах, упругого  $\pi$ -рассеяния и поляризации протонов отдачи в области  $P$ . позволило установить их наиболее вероятные квантовые числа. В нуклонных изобарах впервые обнаружены частицы с большими значениями спина, такие как  $N_{3/2}^*$  (1920)

с  $J = 7/2$  и  $N_{3/2}^*$  (1688) с  $J = 5/2$ . Однако эти результаты нельзя рассматривать как окончательные.

Изобары со странностью  $S = -1$  были найдены при изучении взаимодействия  $K$ -мезонов с нуклонами. Так, напр., при анализе энергетич. зависимости сечений реакций



( $\Lambda$  и  $\Sigma$  — гипероны) в интервале импульсов  $K$ -мезонов от 300 до 500  $M_{эв}/c$  был найден резонанс с  $M = 1520 M_{эв} - Y_0^*$  (1520). Особый интерес представляет процесс  $K^- p \rightarrow Y_0^* \rightarrow \Sigma \pi$ . В этом случае определение четности ( $\Sigma \pi$ )-системы ( $P_{3/2}$ - или  $D_{3/2}$ -состояние) в принципе дает возможность определить относит. четность ( $\tilde{K} \Sigma N$ )-системы. Предварит. данные говорят в пользу состояния  $D_{3/2}$ , т. е. об отрицат. четности ( $\tilde{K} \Sigma N$ )-системы. Это хороший пример того, как  $P$ . «помогают» решать общие вопросы физики элементарных частиц.)

Среди др. изобар с  $S = -1$  имеются две:  $Y_1^*$  (1385) и  $Y_0^*$  (1405), масса к-рых меньше суммарной массы  $K$ -мезона и нуклона. В связи с этим интенсивно обсуждается структурное представление этих  $P$ . как связанных состояний ( $\tilde{K} N$ )-системы. Имеющиеся экспериментальные данные не дают возможности сделать однозначное заключение по этому поводу [5]. Обнаружено также резонансное ( $\Xi \pi$ )-взаимодействие ( $\Xi$  — гиперон). Изобара  $\Xi^*$  (1530) имеет  $S = -2$  и  $I = 1/2$ .

Т. о., обнаружены 8 барионных изобар с  $J^P = 1/2^+$  [ $N, \Sigma, \Lambda, \Xi$ ]; 6 изобар с  $J^P = 3/2^-$  [ $N_{3/2}^*$  (1512),



$Y_0^*$  (1520),  $Y_1^*$  (1660)]; 10 изобар с  $J^P = 3/2^+$  [ $N_{3/2}^*$  (1238),  $Y_1^*$  (1385),  $\Xi^*$  (1530),  $\Omega^-$  (1675)]; 2 изобары с  $J^P = 5/2^+$  [ $N_{5/2}^*$  (1688) и  $Y_0^*$  (1815)]; изобара с  $J^P = 7/2^+$  [ $N_{7/2}^*$  (1920)]. Квантовые числа изобар  $N_{1/2}^*$  (2190) и  $N_{3/2}^*$  (2360) еще не определены.

Несомненно, что приведенная табл. не окончательная и в будущем будет пополняться новыми Р. Имеется несколько попыток установить закономерности (симметрии) в свойствах частиц, позволяющие объединить большое количество разных частиц в небольшое число групп (мультиплетов). Особенно успешной оказалась т. н. *унитарная симметрия*, являющаяся обобщением известного инвариантности (см. *Элементарные частицы*). В этой модели бозоны и барионы объединяются в мультиплеты («супермультиплеты») по 8 (октет) или 10 (декаплеты) частиц с одинаковыми спинами и четностью. В настоящее время заполнены 2 бозонных октета с  $J^P = 0^-$  и  $1^-$ , 1 барионный октет с  $J = 1/2$  и 1 барионный декаплет с  $J = 3/2$ . Формулы для масс частиц, полученные в этой модели, с удивительной точностью описывают экспериментальные данные (таким образом была предсказана масса  $\Omega^-$ -частицы, открытой позднее экспериментально). Отметим также важную роль векторных мезонов. Их существование на основе обобщенной калибровочной инвариантности обсуждалось Сакураи [11] и др.

Краткий обзор основных явлений, связанных с Р., показывает, что они касаются таких фундаментальных проблем, как проблема элементарности частиц, теории сильных взаимодействий и т. п. Поэтому представляет большой интерес дальнейшее детальное изучение свойств известных Р. и поиски новых.

Лит.: 1) Чувило И. В., «УФН», 1962, т. 76, вып. 2, с. 329; 2) Purri G., в кн.: Proceedings of the 1962 Annual International conference on high-energy physics at Geneva, Geneva, 1962 (CERN), p. 713; 3) Gregory B. P., там же, p. 779; 4) Snow G. A., там же, p. 795; 5) Вопросы физики элементарных частиц, т. 2—3, Ереван, 1962—63; 6) Roos M., «Revs. Modern Phys.», 1963, v. 35, № 2, p. 314; 7) Adair R. K., «Phys. Rev.», 1955, v. 100, № 5, p. 1540; 8) Dalitz R. H., «Philos. Mag.», 1953, v. 44, № 357, p. 1068; 9) Glashow S. L., «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 12, p. 469; 10) Schleier P. [a. o.], там же, 1963, v. 10, № 8, p. 368; 11) Sakurai J. J., «Ann. Phys.», 1960, v. 11, p. 1.

В. Г. Гришин.

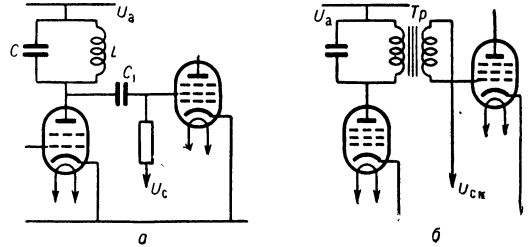
**РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ** — метод ускорения заряженных частиц, в к-ром движение частиц происходит синхронно (в резонанс) с переменным ускоряющим электрич. полем. В *линейных ускорителях* поддерживается равенство фазовой скорости волны и скорости частицы, в циклических резонансных ускорителях — равенство (в среднем) частоты обращения частиц в магнитном поле и частоты переменного ускоряющего электрич. поля (*синхротрон, синхрофазотрон, фазотрон, циклотрон*). В большинстве случаев резонанс удается поддерживать автоматически благодаря явлению *автофазировки*. Часто используется кратный резонанс, т. е. ускорение переменным полем с частотой, в целое число раз большей частоты обращения частиц. Возможно ускорение с переменной кратностью; ускорителем такого рода является *микротрон*.

Р. м. у. ч. — преимущественный метод ускорения заряженных частиц на энергии  $\geq 10$  Мэв (исключение — *бетатрон*) и пока единственный — при ускорении на сверхвысокие энергии. М. С. Рабинович.

**РЕЗОНАНСНЫЙ РАЗРЯДНИК** — газовый разрядник, в к-ром под влиянием электромагнитного поля СВЧ возникает разряд *высокочастотный*. Р. р. имеют резонансные контуры (внутренние или внешние) как с высокой добротностью и острой настройкой на опред. частоту (узкополосные Р. р.), так и с малой добротностью (широкополосные Р. р.). Р. р. применяются для коммутации мощ-

ности СВЧ (подробнее см. *СВЧ газоразрядные приборы*).

**РЕЗОНАНСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ** — усилитель электрич. сигналов, в к-ром сопротвлением нагрузку служит колебат. контур, настроенный на частоту, усиливаемого сигнала. Усиленное напряжение, выделяющееся на контуре LC, подается на след. ступень либо через переходную емкость  $C_1$  (рис. а), либо с помощью трансформатора Тр (рис. б). Т. к. при



параллельном резонансе полное сопротивление контура достигает макс. величины, то усиление сигнала на резонансной частоте велико по сравнению с усилением др. частот, т. е. Р. у. обладает высокой избирательностью. Р. у. применяется в *радиоприемных устройствах* для усиления высокой и промежуточной частоты. Во избежание частотных искажений сигнала колебат. контуры в отдельных ступенях настраивают на неск. отличающиеся частоты или вводят вместо отдельных контуров полосовые фильтры (см. *Полосовой усилитель*).

**РЕЗОНАТОР АКУСТИЧЕСКИЙ** (резонатор Гельмгольца) — сосуд, сообщающийся с внешней средой через небольшое отверстие или трубку; характерная особенность Р. а. — способность совершать низкочастотные собственные колебания, длина волны к-рых значительно больше размеров резонатора. Согласно теории, развитой Гельмгольцем [1] и Рэлеем [2], Р. а. рассматривается как колебат. система с одной степенью свободы. В 1-м приближении можно считать, что вся кинетич. энергия сосредоточена в слое воздуха, движущемся в трубке, наз. горлом Р. а., подобно жесткому поршню, а потенциальная энергия связана с упругой деформацией воздуха, заключенного в сосуде (рис. 1, а). Тогда собств. частота Р. а.  $f_0$  не зависит от формы сосуда и формы поперечного сечения трубки и выражается ф-лой  $f_0 = (c/2l)\sqrt{S/lV}$ , где  $c$  — скорость звука в воздухе,  $V$  — объем сосуда,  $S$  и  $l$  — соответственно площадь поперечного сечения и длина трубки. Для Р. а., сообщающегося с внешней средой через небольшое отверстие (рис. 1, б), можно считать, что вся кинетич. энергия сосредоточена в воздухе, движущемся вблизи отверстия. В этом случае  $f_0$  зависит от формы отверстия (но также не зависит от формы сосуда). Напр., для круглого отверстия радиуса  $r$  частота  $f_0 = (c/2\pi)\sqrt{2r/V}$ .

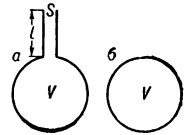


Рис. 1.

Если Р. а. поместить в гармонич. звуковое поле с частотой  $f$  и амплитудой давления  $p'$ , в нем возникнут вынужденные колебания с амплитудой  $p$ ; причем

$$p/p' = 1/\sqrt{(1 - f^2/f_0^2)^2 + (\delta f/\pi f_0^2)^2}$$

где  $\delta$  — коэфф. затухания, определяемый трением в отверстии Р. а. и излучением звука. При совпадении  $f$  с  $f_0$  амплитуда вынужденных колебаний будет во много раз больше амплитуды звукового поля. При воздействии на Р. а. негармонич. звукового поля интенсивные колебания возникают лишь тогда, когда к.-л. гармоника этого поля совпадает с  $f_0$ . Вынужден-

ные колебания в этом случае будут практически гармоническими с частотой  $f_0$ .

Оценивая возбуждение помещенных в исследуемое звуковое поле Р. а. с различными собств. частотами, можно произвести гармонич. анализ этого поля. Р. а. применяются также как элементы резонансных отражателей для уменьшения передачи низкочастотного шума по звукопроводам [3]. Ввиду того что входной импеданс Р. а. (см. *Импеданс акустический*) на частоте  $f_0$  мал, наличие такого Р. а. на стенке звукопровода (рис. 2) резко изменяет условие распространения звуковой волны с частотой  $f_0$ , вызывая ее эффективное отражение. Для отражения негармонич. звука необходимо иметь на стенке звукопровода набор Р. а. с соответственными собств. частотами.

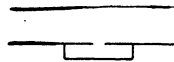


Рис. 2.

При резонансе колебат. скорость частиц воздуха в отверстии или в трубке Р. а. велика и при наличии трения звук частоты  $f_0$  интенсивно поглощается. Этим свойством Р. а. пользуются в т. н. резонансных звукопоглотителях (см. *Звукопоглощающие материалы и конструкции*) в архитектурной акустике [4]. Для расширения частотной характеристики поглощения Р. а. демфируют, помещая в отверстие (в трубке) пористую ткань.

Основным свойством Р. а. — способностью совершать низкочастотные собств. колебания, длина волны к-рых значительно больше размеров резонатора, — обладают замкнутые возд. полости в жидкости и некоторых др. средах. Такие полости также наз. Р. а. При расчете резонансной частоты колебаний пузырей воздуха в воде предполагают, что потенциальная энергия связана с упругостью воздуха в полости, а кинетическая — с движением жидкости, т. е. с *присоединенной массой* (см. *Акустический излучатель*). Для малых пузырей  $f_0$  определяют из соотношения  $f_0 R = 326 \text{ гц} \cdot \text{см}$ , где  $R$  — радиус пузыря [5].

Р. а. в виде полостей в жидкости и резине имеют большое значение в *гидроакустике*. Наличие большого числа пузырей в воде вызывает сильное поглощение звуковых волн и в нек-рых случаях может полностью исключить возможность распространения звука. Из резины, имеющей возд. полости, изготовляют резонансные звукопоглощающие покрытия.

Лит.: 1) Неймгольц Н., «Crelles J. Math.», 1860, Bd 57; 2) Стретт Дж. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 2, 2 изд., М., 1955; 3) Юдин Е. Я., Исследование шума вентиляторных установок и методов борьбы с ним, М., 1958 (Тр. ЦАГИ, вып. 713); 4) Ржевкин С. Н., Обзор работ по резонансным звукопоглотителям, «УФН», 1946, т. 30, вып. 1—2, с. 40—62; 5) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 2, М., 1959.

А. Д. Лапин.

**РЕЗОНАТОР ГЕЛЬМГОЛЬЦА** — то же, что *Резонатор акустический*.

**РЕЗОНАТОР ОБЪЕМНЫЙ** — см. *Объемный резонатор*.

**РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО** — безразмерная величина, являющаяся одной из характеристик течения вязкой жидкости и определяющая отношение инерционных сил к силам вязкости:  $Re = \rho v l / \mu = v l / \nu$ , где  $\rho$ ,  $\mu$  и  $\nu$  — плотность, динамич. и кинематич. коэфф. вязкости, а  $v$  и  $l$  — характерные для данного потока скорость и линейный размер. Наз. по имени О. Рейнольдса (O. Reynolds). Иначе Р. ч. можно трактовать как отношение конвективного переноса количества макродвижения жидкости к кондукционному переносу количества микродвижения молекул (вязкое трение). Малым значениям Р. ч. соответствуют «медленные» течения очень вязких жидкостей, в ур-ниях движения к-рых могут быть опущены конвективные (нелинейные) члены. При больших значениях Р. ч. вблизи поверхности обтекаемых тел образуется *пограничный слой*, вне к-рого движение может рассматриваться как безвихревое, невязкое.

Для каждого вида течения существует такое критич. Р. ч., что при  $Re < Re_{кр}$  возможно только *ламинарное течение*. Так, для вязкой жидкости, протекающей по длинной цилиндрич. трубке круглого сечения,  $Re_{кр} = (v_{ср} d / \nu) = 2300$ , где  $v_{ср}$  — средняя расходная скорость,  $d$  — диаметр трубы. При обтекании тел Р. ч. составляют по скорости набегающего потока и характерному размеру тела (напр., его диаметру). Применяются также: Р. ч. пограничного слоя, построенное по одной из возможных условных толщин пограничного слоя  $\delta$ ,  $\delta^*$ ,  $\delta^{**}$  и скорости на внешней границе пограничного слоя; Р. ч. турбулентности, составленное по средней квадратичной пульсации скорости и размеру «наименьшего» вихря; Р. ч. затопленной струи не заключающей в себе ни скорости, ни линейного размера, а выражается через импульс струи и вязкость жидкости.

Р. ч. является критерием подобия двух потоков вязкой жидкости, т. е. 2 одностипных течения вязкой жидкости могут быть динамически (по характеру силового воздействия) подобны только тогда, когда у обоих течений Р. ч. одинаковы (см. *Подобия теория*).

Л. Г. Лойцянский.

## РЕКОМБИНАЦИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

(рекомбинационное излучение или свечение) — *люминесценция*, возникающая при рекомбинации частиц — атомов, молекул, ионов и т. п., оторванных друг от друга во время возбуждения. Так, Р. л. газов возникает при рекомбинации электронов с положит. ионами или рекомбинации атомов в молекулу (напр., свечение активного азота [1]). Р. л. полупроводников возникает при рекомбинации электронов и дырок с дефектами решетки, на к-рых они находились перед началом возбуждения [2], а также при рекомбинации свободных электронов и дырок друг с другом (напр., в Si [3]). Полупроводники, Р. л. к-рых лежит в видимой или ультрафиолетовой области, напр. ZnS, NaCl, CaWO<sub>4</sub> и др., являются *кристаллофосфорами* (см. также *Оптические явления в полупроводниках*).

Интенсивность Р. л. определяется произведением концентраций  $c_1$  и  $c_2$  рекомбинирующих партнеров. Поэтому для нее характерен быстрый начальный спад яркости после прекращения возбуждения, переходящий в медленно затухающее слабое послесвечение, продолжающееся иногда в течение многих часов. В простейшем случае, когда  $c_1 = c_2$  и все акты рекомбинации приводят к испусканию света, спад яркости описывается ф-лой  $I = I_0 / (1 + at)^2$ , где  $I_0$  — яркость в момент прекращения возбуждения,  $t$  — время и  $a$  — постоянная, зависящая от природы системы и от интенсивности возбуждения (с ростом интенсивности  $a$  возрастает). Если же  $c_1 \gg c_2$ , как, напр., при рекомбинации неосновных носителей заряда в полупроводнике, то затухание идет по закону  $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ , где  $\tau$  — время жизни неосновных носителей. Однако в реальных системах такие простые законы наблюдаются редко из-за различных осложняющих обстоятельств, хотя общий характер затухания большей частью сохраняется. Так, в полупроводниках существуют разного рода ловушки, на к-рых электроны и дырки могут задерживаться весьма длительное время. Это приводит к задержке затухания и к зависимости скорости затухания от темп-ры, поскольку для освобождения зарядов из ловушек требуется энергия активации. Кроме того, если, включив возбуждение, начать нагревать кристаллофосфор, то освобождение электронов из ловушек может настолько ускориться, что яркость Р. л. будет в течение нек-рого времени возрастать (*термовысвечение*; см. *Высвечивание люминофоров*). С другой стороны, эти ловушки сами могут служить центрами рекомбинаций, причем нек-рые из них могут и не испускать при

этом света. Число актов рекомбинации на тех или иных ловушках зависит от способа и интенсивности возбуждения. Поэтому скорость  $P$ . л. часто не пропорциональна интенсивности возбуждения.

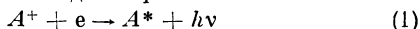
Лит.: 1) Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964; 2) Oldenberg O., «Phys. Rev.», 1953, ser. 2, v. 90, № 5, p. 727; 3) Davies L. W., Storr A. R., там же, 1961, v. 121, № 2, p. 381. М. В. Фок.

**РЕКОМБИНАЦИОННОЕ СВЕЧЕНИЕ** — то же, что и *Рекомбинационная люминесценция*.

**РЕКОМБИНАЦИЯ** — исчезновение носителей заряда в результате столкновений носителей заряда противоположного знака.  $P$ . имеет место в ионизованных газах, в том числе в *плазме*, как *рекомбинация* ионов и электронов, в *полупроводниках* как  $P$ . электронов проводимости и дырок, а также в *электролитах*. Количественно  $P$ . характеризуется коэффициентом рекомбинации, пропорциональным произведению концентрации носителей.

**РЕКОМБИНАЦИЯ** ионов с электронами — захват свободных электронов положительными атомными и молекулярными ионами. При  $P$ . однозарядных положит. ионов с электронами образуются нейтральные атомы или молекулы, причем не только в основном, но и в возбужденных состояниях.  $P$ . происходит в ионизованных газах (плазме) и является одной из причин исчезновения ионов и электронов при прекращении действия источника ионизации. Возможны след. элементарные процессы  $P$ .:

$P$ . ионов с электронами с излучением, при к-рой энергия  $P$ . (равная энергии ионизации атома) и кинетич. энергия захваченного электрона выделяются в виде энергии кванта света:



(знак \* показывает, что атом  $A$  может оказаться в возбужденном состоянии). В плазме, в к-рой имеется некое распределение электронов по энергиям, процесс (1) должен приводить к испусканию ряда непрерывных спектров с резкой длинноволновой границей, соответствующей энергии ионизации атома в основном или в возбужденном состоянии.

Если в плазме имеются положит. ионы только одного рода и число их в  $1 \text{ см}^3$  равно  $n_+$ , а число электронов в  $1 \text{ см}^3$  равно  $n_e$ , и если имеет место только один процесс  $P$ . ионов с электронами с излучением, то после прекращения действия внешнего источника ионизации

$$dn_+/dt = dn_e/dt = -\alpha_r n_+ n_e, \quad (2)$$

$\alpha_r$  — коэфф.  $P$ . с излучением [ $\text{см}^3/\text{сек}$ ].

Табл. 1. — Коэффициент рекомбинации протонов с электронами с излучением  $\alpha_r, n$  ( $\text{см}^3/\text{сек}$ ) (верхние индексы при числах, приведенных в табл., указывают показатель степени 10, на к-рую следует умножить эти числа).

Главное квантовое число $n$	Энергия электронов (эв)			
	0,022	0,086	0,34	1,38
1	1,02 <sup>-12</sup>	5,07 <sup>-13</sup>	2,50 <sup>-13</sup>	1,20 <sup>-13</sup>
2	5,66 <sup>-13</sup>	2,79 <sup>-13</sup>	2,32 <sup>-13</sup>	5,63 <sup>-11</sup>
3	3,90 <sup>-13</sup>	1,88 <sup>-13</sup>	8,44 <sup>-11</sup>	3,19 <sup>-14</sup>
4	2,95 <sup>-13</sup>	1,40 <sup>-13</sup>	5,86 <sup>-11</sup>	2,00 <sup>-14</sup>
5	2,36 <sup>-13</sup>	1,08 <sup>-13</sup>	4,29 <sup>-11</sup>	1,35 <sup>-11</sup>
6	1,96 <sup>-13</sup>	8,70 <sup>-14</sup>	3,26 <sup>-14</sup>	9,53 <sup>-15</sup>
7	1,66 <sup>-13</sup>	7,16 <sup>-14</sup>	2,54 <sup>-14</sup>	7,02 <sup>-15</sup>
8	1,43 <sup>-13</sup>	5,99 <sup>-14</sup>	2,02 <sup>-14</sup>	5,34 <sup>-15</sup>
9	1,25 <sup>-13</sup>	5,08 <sup>-14</sup>	1,64 <sup>-14</sup>	4,16 <sup>-15</sup>
10	1,11 <sup>-13</sup>	4,36 <sup>-14</sup>	1,35 <sup>-14</sup>	3,31 <sup>-15</sup>
$\alpha_r, \Sigma n$	4,84 <sup>-12</sup>	1,99 <sup>-12</sup>	7,85 <sup>-13</sup>	2,93 <sup>-13</sup>

Для наиболее простого случая  $P$ . с излучением —  $P$ . протонов с электронами — произведены точные квантовомеханич. расчеты величины  $\alpha_r$ . В табл. 1 приведены значения  $\alpha_r, n$ ,

вычисленные для захвата электронов протонами (на уровне атома водорода с главным квантовым числом  $n$  от 1 до 10) для неск. значений энергии электронов. Из табл. видно, что вероятность  $P$ . на возбужденные уровни не намного меньше, чем на основной уровень. Для энергии электронов  $\approx 1$  эв полный коэфф.  $P$ .  $\alpha_r \sim 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$ , что соответствует эффективному сечению  $\sim 10^{-22} \text{ см}^2$ .

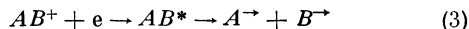
Приближенное вычисление коэфф.  $P$ . с излучением для сложных ионов может быть выполнено на основе данных о сечениях для обратного процесса — фотоионизации соответствующих атомов. В табл. 2 приведены вычисленные таким способом величины полного коэфф.  $P$ .  $\alpha_r$  для легких ионов при энергии электронов 0,022 эв.

Табл. 2. — Коэффициент рекомбинации с излучением некоторых легких ионов с электронами; энергия электронов 0,022 эв.

Ион	He <sup>+</sup>	Li <sup>+</sup>	C <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>	Ne <sup>+</sup>	Na <sup>+</sup>	K <sup>+</sup>
$\alpha_r \cdot 10^{12} (\text{см}^3/\text{сек})$	4,8	3,7	4,2	3,6	3,7	3,4	3,2	3,0

$P$ . положительных атомных ионов без излучения (т.н. диэлектронная  $P$ .). Свободный электрон может быть захвачен положит. ионом  $A^+$  без излучения, если у атома  $A$  существуют дискретные состояния, энергия к-рых превышает нормальную энергию ионизации этого атома. Этот процесс, равно как и обратный ему процесс автоионизации, возможен в тех случаях, когда у атома  $A$  имеются серии термов, сходящихся к разным уровням иона  $A^+$ . Захват электрона на дискретный уровень, лежащий выше границы ионизации, только тогда приведет к устойчивой  $P$ ., если электрон с этого уровня достаточно быстро перейдет на более низкий уровень, напр. путем излучения света. Еще неизвестно, может ли  $P$ . атомных ионов с электронами без излучения играть когда-либо заметную роль.

$P$ . ионов с электронами с диссоциацией (или диссоциативная  $P$ .). Молекулярные положит. ионы могут захватить электрон, образуя неустойчивые нейтральные молекулы, подвергающиеся затем диссоциации; при этом энергия  $P$ . частично переходит в кинетич. энергию частиц, образующихся в результате диссоциации. Для двухатомных молекулярных ионов процесс  $P$ . с диссоциацией



(знак  $\rightarrow$  указывает на повышенную кинетич. энергию атомов  $A$  и  $B$ , к-рые к тому же могут быть в возбужденных состояниях) иллюстрируется схемой на рис. 1. Кривая 1 показывает зависимость энергии системы: ион  $AB^+$  + электрон от расстояния между ядрами  $A$  и  $B$ ; эта же зависимость для некоего отталкиват. состояния молекулы  $AB^*$  представлена кривой 2.

$P$ . с диссоциацией соответствует вертикальный переход с кривой 1 на кривую 2; причем расстояние между кривыми в точке перехода определяет энергию  $E$  захватываемого электрона. Вероятность процесса  $P$ . с диссоциацией поддается лишь приближенной теоретич. оценке. Для величины коэфф.  $P$ . с диссоциацией  $\alpha_d$  получены значения  $10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$ , что в  $10^5$ — $10^6$  раз больше значений для  $\alpha_r$ .

Захват электрона положительным ионом при участии третьей частицы с переходом энергии  $P$ . в кинетич. энергию

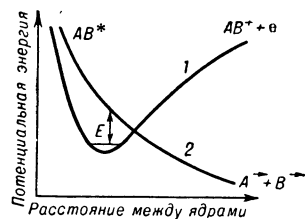


Рис. 1. Схема рекомбинации двухатомного положит. иона и электрона с последующей диссоциацией.

В плазме с незначит. концентрацией ионов и электронов 3-й частицей может быть атом или молекула, в плазме с высокой степенью ионизации — также положит. ион или 2-й электрон.

На опыте отдельные процессы Р. ионов с электронами изучены еще недостаточно. При постановке эксперимента трудно создать такие условия, в к-рых к.-л. определенный процесс Р. заведомо доминировал бы над др. процессами исчезновения электронов. Наиболее распространено наблюдение Р. в газоразрядной плазме после прекращения электр. тока. О Р. в такой распадающейся плазме можно судить по спадаанию во времени концентрации электронов  $n_e$ , напр. посредством измерения ионного тока на зонд, соединенный с осциллографом. Для измерения  $n_e$  используются также зондирование плазмы сантиметровыми радиоволнами. Сосуд, наполненный газом при давлении в неск. мм рт. ст., помещается в полый резонатор (с собств. частотой  $\approx 3 \cdot 10^9$  гц) и газ ионизируется высокочастотным импульсным разрядом продолжительностью в неск. мкс. Из-за появления в сосуде свободных электронов происходит смещение частоты резонатора  $\Delta f$ , обнаруживаемое с помощью зондирующего микроволнового сигнала изменяющейся частоты. Измеряя зависимость  $\Delta f$  от времени при распаде плазмы, можно определить, как уменьшается средняя концентрация электронов  $n_e$ . Исчезновение электронов в газе может, однако, происходить не только из-за Р., но и диффузией заряженных частиц к стенкам сосуда, а также из-за прилипания электронов к молекулам газа. Относит. вероятность этих трех процессов зависит от рода и давления газа, концентрации и энергии электронов, формы и размеров сосуда. Если преобладающий процесс — Р. ионов с электронами, то

$$1/n_2 - 1/n_1 = (t_2 - t_1) \alpha, \quad (5)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации электронов в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ ,  $\alpha$  — коэфф., характеризующий совместное действие всех видов Р. в условиях опыта. Для выяснения состава положит. ионов в распадающейся плазме (атомные и молекулярные ионы могут принимать участие в различных процессах Р.) применяется масс-спектрометрич. методика.

Р. в распадающейся плазме сопровождается излучением спектральных линий атомами, образующимися при Р. ионов с электронами в возбужденных состояниях. Наблюдение этого послесвечения распадающейся плазмы дает возможность фиксировать объем, в к-ром происходит Р., а изучение спадаания интенсивности света во времени позволяет определить величину  $\alpha$  независимым оптич. методом.

Экспериментальные данные о Р. ионов с электронами позволяют в ряде случаев делать заключения о том, какой процесс Р. в условиях данного эксперимента преобладает. Основным критерием для таких утверждений является порядок величины измеренного коэфф. Р. Данные о спадаании концентрации электронов в распадающейся плазме в Ne, Ag, Kr, Xe при давлении газа  $p \sim 10$  мм рт. ст., концентрации электронов  $n_e \sim 10^9 - 10^{10}$  см<sup>-3</sup> и темп-ре электронов  $T_e \approx 300^\circ$  К приводят к заключению, что в этих газах при указанных условиях происходит Р. с коэфф.  $\alpha \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/сек. Для объяснения столь больших значений  $\alpha$  было сделано предположение, что в слегка ионизованных инертных газах (степень ионизации  $v \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ ) преобладающим процессом Р. является диссоциативная Р. молекулярных ионов, образующихся в газе в результате взаимодействия атомных ионов с двумя нейтральными атомами (напр.:  $Ne^+ + Ne + Ne \rightarrow Ne_2^+ + Ne$ ). На рис. 2 дан график (прямая линия) зависимости  $1/n_e$  от времени для Р. в Ag.

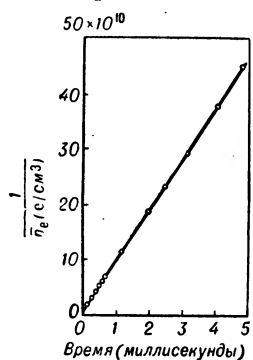


Рис. 2. Спадание концентрации электронов в распадающейся плазме: аргон при давлении 14 мм рт. ст.; темп-ра газа и электронов 300°К  $\alpha = 8,8 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/сек.

Измерения  $\alpha$  в сильно ионизованных разреженных газах привели к выводу, что основной процесс Р.

в таких газах — Р. с участием двух электронов ( $A^+ + e + e \rightarrow A^* + e^-$ ). Зондовые измерения, произведенные в распадающейся плазме в парах Cs с начальной степенью ионизации  $v \approx 0,2$  ( $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.,  $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 2300^\circ$  К) дали для  $\alpha$  значение  $2 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек. Величины  $\alpha \sim 10^{-11} - 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек были получены в случае высокоионизованной плазмы в He ( $p \sim 10^{-3}$  мм рт. ст.,  $n_e \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $v \approx 0,5$ ,  $T_e \approx 2300^\circ$  К).

В плазме с высокой концентрацией электронов Р. осложняется процессами взаимодействия атомов, оказавшихся после Р. в возбужденных состояниях, с электронами плазмы. В плазме такие атомы могут не только переходить в основное состояние (с излучением или посредством ударов 2-го рода с электронами), но и вновь подвергаться ионизации электронным ударом. Р. в высокоионизованной плазме происходит путем ряда последоват. переходов электрона из свободного в связанные состояния и подчиняется статистич. закономерностям. Эффективный коэфф. Р.  $\alpha$  в этом случае зависит не только от концентрации и темп-ры электронов, но и от сечений для процессов, происходящих при столкновениях электронов с возбужденными атомами.

В распадающейся плазме, а также в плазме стационарных разрядов во многих газах наблюдается исследование непрерывных спектров с максимумами интенсивности, расположенными близ границ спектральных серий. Эти спектры приписываются Р. с излучением и поэтому наз. рекомбинационными континуумами. На рис. 3 приведена спектрограмма излучения от мощного высокочастотного разряда в водороде, на к-рой виден континуум, начинающийся за последними линиями серии Бальмера атома водорода. Континуумы в спектрах разрядов в парах тяжелых металлов, напр. Cs, In, Tl, могут возникать не только в результате Р. излучением, но и при свободно-свободных переходах электронов в поле ионов (тормозное излучение), а также могут частично вызываться излучением неустойчивых молекул, образующихся в разряде.

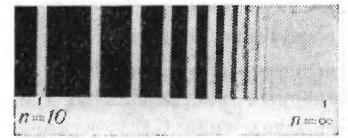


Рис. 3. Далекие линии серии Бальмера и примыкающий к ним непрерывный спектр в излучении высокочастотного разряда в водороде.

Р. ионов с электронами проявляется в ряде астрофизич. явлений. Р. с излучением происходит в гигантских массах крайне разреженного ионизованного водорода, образующих газовые туманности (планетарные и диффузные), о чем свидетельствует континуум Бальмера, наблюдаемый в спектрах этих туманностей. В высокотемпературной плазме Солнечной короны процесс Р. многозарядных ионов с электронами обеспечивает установление ионизационного равновесия и обуславливает распределение ионов различных элементов по зарядовым состояниям. В ионизованных слоях верхней атмосферы Земли (см. Ионосфера) Р. ионов с электронами контролирует установление стационарной концентрации электронов в дневные часы и является причиной ее спадаания в ночное время. Найденное экспериментально большое значение коэфф. Р. для слоя E (в дневное время  $\alpha \approx 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/сек) рассматривается как доказательство того, что в этом слое происходит преимущественно диссоциативная Р. ионов O<sub>2</sub><sup>+</sup>.

Лит.: 1) Мессиг Г., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958, гл. 6, 10; 2) M a s s e у H. S. W., Recombination of gaseous ions, «Advances Phys.»

1952, v. 1, № 4, p. 395; 3) Bates D. R., Dalgarno A., Electronic recombination, в кн.: Atomic and molecular processes, ed. D. R. Bates, N. Y. — L., 1962, p. 245.

В. М. Дукелский.

**РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ** металлов и сплавов — процесс изменения их структуры, связанный с возникновением и движением, или только движением границ зерен (т. е. границ с большими углами разориентировки), приводящий к повышению структурного совершенства и уменьшению внутр. энергии. В зависимости от исходного состояния материала после деформации, кинетики и движущих сил процесса различают первичную Р. (или Р. обработки), собирательную Р. (рост зерен) и вторичную Р.

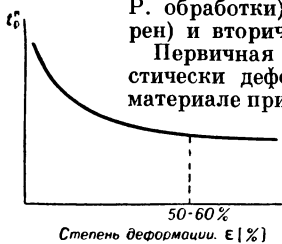


Рис. 1. Зависимость  $t_p^H$  от степени деформации (схема).

Первичная Р. (Р. п.) совершается в пластически деформированном (наклепанном) материале при нагреве до нек-рой темп-ры, зависящей от степени и скорости деформации, хим. состава, наличия нерастворимых примесей, скорости нагрева и длительности выдержки. Поэтому, в отличие от темп-ры фазовой перекристаллизации, темп-ра начала Р.  $t_p^H$  не является строго определенной (рис. 1). После деформации, превышающей  $\sim 50\%$ , и при выдержках 1—2 часа  $t_p^H$  для высокоуглеродистых металлов составляет  $0,25—0,30 T_{пл}$  (где  $T_{пл}$  — темп-ра плавления в °К). Сотые % растворимых добавок повышают  $t_p^H$  до  $0,35—0,40 T_{пл}$ . Растворение неск. десятков % примесей, затрудняющих диффузию, поднимает  $t_p^H$  до  $0,6 T_{пл}$ . Еще большее повышение  $t_p^H$  может иметь место для пересыщенных твердых растворов (до  $0,8 T_{пл}$ ) и в гетерофазных сплавах типа САП (спеченный алюминиевый порошок) (до  $0,9 T_{пл}$ ).

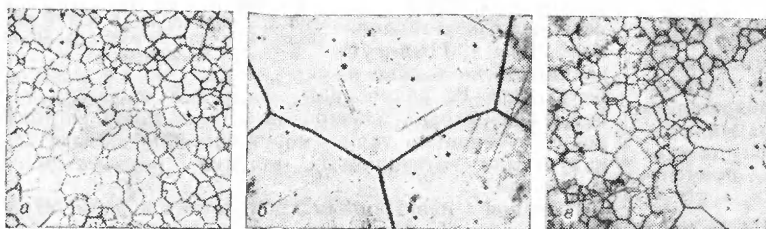


Рис. 2. Микроструктура: а — характерная для конца первичной рекристаллизации, б — после собирательной рекристаллизации, в — равнозернистая.

Движущей силой Р. п. является стремление системы к уменьшению энергии, связанной с дислокациями и точечными дефектами, внесенными деформацией. Р. п. осуществляется путем формирования зародышей (к-рое происходит в результате термически активируемого процесса перераспределения дислокаций как диффузионным путем, так и скольжением и их частичной аннигиляции) и последующего роста зародышей путем миграции границ в сторону деформированной матрицы.

Скорость Р. п. и характер конечной структуры определяются скоростью формирования зародышей  $N$  и скоростью их роста  $G$ . Влияние различных факторов на  $N$  и  $G$  иллюстрируется таблицей.

Время  $\tau$  и темп-ра изотермич. выдержки при Р. п. связаны между собой:  $\tau = A \exp(Q/RT)$ , где  $A$  — предэкспоненциальный множитель,  $R$  — газовая по-

Факторы воздействия	Характер изменения		
	$N$	$G$	Размер зерен к концу Р. п.
Степень деформации	Растет *	Растет, но слабее, чем $N$	Измельчается
Температура нагрева	Растет $N = N_0 \exp(-Q_N/RT)$	Растет $G = G_0 \exp(-Q_G/RT)$	Слабо зависит
Скорость нагрева	Растет	Растет, но слабее, чем $N$	Измельчается
Предварительный отдых	Несколько уменьшается	Не изменяется	Слегка увеличивается *
Нерастворимые примеси	Растет	Уменьшается	Измельчается

\* Справедливо для степеней деформации выше критических.

стоянная и  $Q$  — температурный коэфф., часто рассматриваемый как эффективная энергия активации Р. В результате Р. п. возникает текстура Р., к-рая либо совпадает с текстурой деформации, либо отличается от нее. Дальнейший нагрев материала, претерпевшего Р. п., приводит к собирательной Р. (Р. с.). Последняя осуществляется путем роста одних зерен за счет других перемещением границ и приводит к образованию крупных равноосных и примерно одинаковых по размерам зерен (рис. 2). Движущей силой Р. с. является стремление системы к уменьшению поверхностной энергии, связанной с границами зерен, что проявляется в уменьшении протяженности границ, а также стремление к уравновешиванию поверхностного натяжения в стыках зерен, что проявляется в образова-

нии стыков с углами между границами, близкими к  $120^\circ$  (рис. 2, б). Скорость Р. с. максимальна в начале процесса, а затем затухает. В процессе Р. с. текстура Р. п. не изменяется. В том случае, если после Р. п. или Р. с. имеются по тем или иным причинам (разная плотность дефектов в зернах, резко различные размеры зерен из-за локализации примесей на отдельных границах, разная поверхностная энергия зерен на границе металл — атмосфера из-за кристаллографич. анизотропии) зерна, способные расти с большей скоростью, чем основная их масса, дальнейший нагрев приводит к вторичной Р. (Р. в.), к-рая также стимулируется стремлением материала к понижению поверхностной энергии. Структура, возникающая после Р. в., часто отличается типом текстуры и значительной разнотекстурностью. Последняя обычно, с точки зрения большинства физических и механич. свойств, нежелательна. Изменение типа текстуры играет важную роль при производстве тонколистовой трансформаторной стали, свойства к-рой существенно зависят от характера текстуры.

Важное практич. значение имеют диаграммы Р., связывающие между собой величину зерен  $D$  после Р., степень предварительной деформации  $\epsilon$  и темп-ру нагрева (рис. 3, а). Если деформация производится при повышенной темп-ре, то строят диаграммы  $D \sim \epsilon$  — темп-ра деформации (рис. 3, б).

Деформация, нагрев после к-рой приводит к резкому росту зерен, наз. критической. Такой рост

зерен используется как один из способов получения монокристаллов.

Р. сопровождается восстановлением физических и механич. свойств, чувствительных к несовершенствам кристаллич. строения материала и измененных пластич. деформацией. Однако возникновение текстуры Р., вызывающей анизотропию свойств, а также

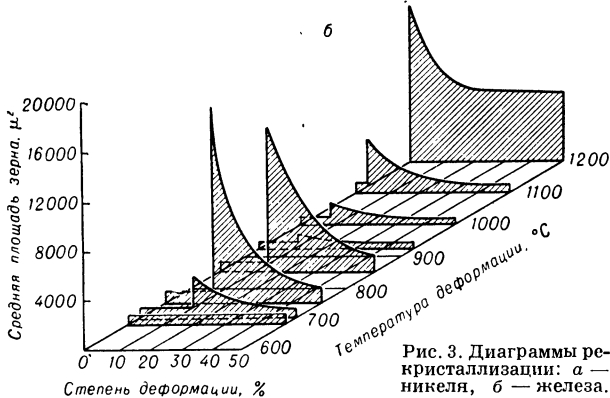
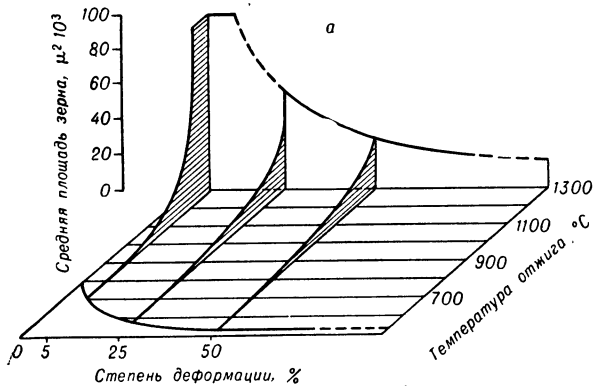


Рис. 3. Диаграммы рекристаллизации: а — никеля, б — железа.

возможное укрупнение величины зерен или возникновение разноразмерности могут привести к изменению свойств материала по сравнению со свойствами до деформации.

В материалах, не испытывающих полиморфных превращений или фазовой перекристаллизации, единственным средством изменения микроструктуры является деформация и последующая Р.

Лит.: 1) Бурке Дж. Е., Тарнбалл Д., Рекристаллизация и рост зерен, в кн.: Успехи физики металлов. Сб. статей, пер. с англ., [т.] 1, М., 1956; 2) Рогельберг И. Л., Шпичинский Е. С., Диаграммы рекристаллизации металлов и сплавов, М., 1950; 3) Горелик С. С., Отдых и рекристаллизация, в кн.: Металловедение и термическая обработка стали. Справочник, т. 1, М., 1961. С. С. Горелик.

**РЕКТИФИКАЦИЯ** — процесс разделения жидких смесей, основанный на диффузионном обмене вещества между неравновесными фазами (жидкостью и паром), сопровождаемый межфазным теплообменом. Р. осуществляется в ректификационных колоннах (рис. 1). Внутри колонн расположены распределит. устройства, обеспечивающие тесный контакт жидкости и пара: тарелки различных конструкций — колпачковые (рис. 2), сетчатые, решетчатые и др.; заполняющие колонну насадки различного типа, а также устройство для образования пленок жидкости.

На каждой ступени процесса поднимающийся снизу пар состава  $x_n$  с темп-рой  $t_n$  проходит в тесный контакт со стекающей сверху неравновесной парю жидкостью состава  $x_{n+1}$  с темп-рой  $t_{n+1}$  (рис. 3). При достаточно продолжит. контакте взаимодействующие фазы достигают равновесия: пар обогащается низкокипящим, а жидкость — высококипящим компонентом ( $y_p > y_n$ ,  $x_p < x_{n+1}$ ), темп-ра пара понижается,

а жидкости — повышается ( $t_n > t_p > t_{n+1}$ ). В ректификац. колонне пар последовательно переходит с нижней тарелки на следующую, все более обогащаясь низкокипящим компонентом. При достаточном числе тарелок пар на выходе из колонны практически содержит только низкокипящий компонент ( $y_d \approx 1$ ), для чего необходимо, чтобы на последней тарелке пар соприкасался с почти чистой жидкостью — возвращающейся из конденсатора флегмой.

В действительности из-за ограниченности поверхности и кратковременности контакта фаз темп-ры жидкости и пара на тарелке не выравниваются, диффузионный обмен между фазами не завершается и равновесное состояние не достигается. Однако для удобства анализа и практич. оценки работы ректификац.

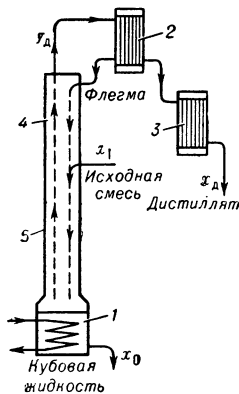
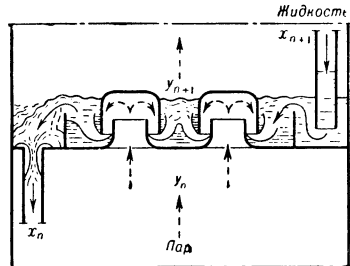


Рис. 1. Схема ректификационной установки непрерывного действия. Образовавшиеся при кипении жидкости в кубе-испарителе 1 пары проходят снизу вверх через колонну, контактируя со стекающей жидкостью, и поступают в дефлегматор 2. В нем часть пара конденсируется и полученный конденсат — т. н. флегма или орошение, возвращается обратно в колонну. Часть пара, не сконденсированная в дефлегматоре, поступает в конденсатор 3, откуда выходит готовый продукт — дистиллят. Флегма стекает вниз по колонне в куб-испаритель, где снова испаряется. В нижней, т. н. отгонной части колонны 5 (под вводом исходной смеси), из стекающей жидкости отгоняется низкокипящий компонент. В верхней, т. н. укрепляющей части 4, пары обогащаются (укрепляются) низкокипящим компонентом.

кап. аппаратов вводят понятие о ступени равновесия или теоретич. тарелке, на к-рой равновесие достигается.

Анализ и расчет процесса Р. удобно производить с помощью диаграмм фазового равновесия  $y-x$  (рис. 4). Положение и конфигурация кривой равновесия на этой диаграмме определяют свойства жидких смесей. Удаленность линий равновесия от диагонали определяется величиной относительной летучести  $\alpha$  — отношением упругостей паров компонентов при темп-ре кипения смеси.



При Р. необходимо из данной смеси состава  $x_1$  получить дистиллят состава  $x_d$  и кубовую жидкость состава  $x_b$ . Трудность осуществления процесса определяется требуемым перепадом концентраций ( $x_d - x_1$  и  $x_1 - x_b$ ) и соотношениями между действительными (рабочими) и равновесными концентрациями фаз в различных сечениях аппарата. Рабочая концентрация пара  $y_n$  в произвольном сечении колонны определяется концентрацией жидко-

Рис. 2. Схема работы колпачковой тарелки. Восходящий поток пара входит через патрубки под колпачки и барботирует через жидкость, стекающую с тарелки по переточным трубкам.

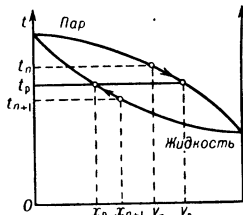


Рис. 3. Взаимодействие паровой и жидкой фаз на ступени контакта;  $t$  — темп-ра,  $x$  и  $y$  — концентрация низкокипящего компонента в жидкости и паре; индекс  $p$  соответствует состоянию равновесия.

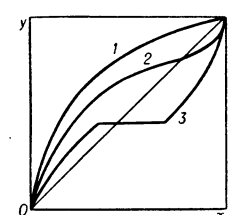


Рис. 4. Кривые равновесия жидкость — пар для идеальной 1, гомогенной азеотропной 2 и гетероазеотропной 3 жидких смесей;  $x$  и  $y$  — концентрации жидкости и пара.

сти в том же сечении  $x_n$ , концентрацией дистиллята  $x_d$  и т. н. флегмовым числом  $R$  — количеством возвращенной в колонну флегмы, приходимся на единицу отбираемого дистиллята:



$y_n = x_D / (R + 1) + [R / (R + 1)] x_n$ . Этому уравнению в диаграмме  $y - x$  (рис. 5) соответствует прямая, наз. рабочей линией.

Число  $n$  теоретич. тарелок, необходимых для осуществления процесса при заданных  $x_1$ ,  $x_0$  и  $x_D$ , определяется графически — ступенчатым построением на диаграмме  $y - x$ , (рис. 5). Величина  $n$  характеризует трудность разделения смеси и зависит от конфигурации линии равновесия, диапазона концентраций и флегмового числа  $R$  (с увеличением  $R$  величина  $n$  уменьшается). Число действит. тарелок  $n_D > n$ , т. к. эффект разделения на реальной тарелке меньше, чем на теоретической. Отношение  $\eta = n/n_D$  — средний кпд тарелки — характеризует степень приближения уходящих с тарелки паров к равновесию. При значит. различии молярных скрытых теплот парообразования разделяемых компонентов процесс  $R$  рассчитывают с помощью диаграммы  $i - x$  (энтальпия — состав).

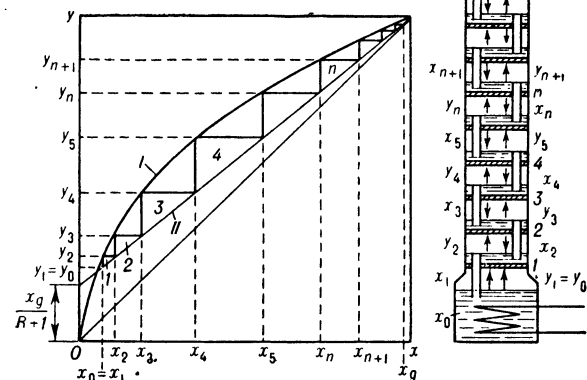


Рис. 5. График, расчет числа теоретич. тарелок; I — кривая равновесия, II — рабочая линия; 1, 2, ..., n — теоретич. тарелки. На n-ой тарелке пар состава  $y_n$  взаимодействует с жидкостью состава  $x_{n+1}$  (точки на рабочей линии); в результате диффузионного обмена пар и жидкость достигают равновесной концентрации  $y_{n+1}$  и  $x_n$ .

В одной ректификац. колонне возможно получение практически чистых компонентов лишь при разделении бинарных смесей. Для разделения  $m$ -компонентной смеси требуется  $m - 1$  ректификац. колонн. Число возможных вариантов схем разделения быстро возрастает с увеличением числа компонентов смеси. Практически чистые компоненты могут отбираться в виде кубовых жидкостей или в виде дистиллатов после дефлегматоров этих колонн.

Для уменьшения темп-ры процесса (напр., при  $R$  смесей, разлагающихся при высоких темп-рах)  $R$ , аналогично дистилляции, можно проводить под вакуумом в токе водяного пара

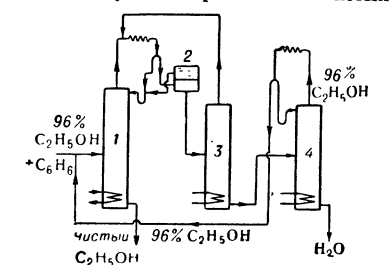


Рис. 6.

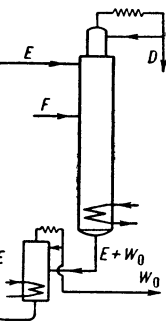


Рис. 7.

Рис. 6. Схема азеотропной ректификации этилового спирта; 96% этанол вместе с расчетным количеством бензола вводится в колонну 1, из куба к-рой отводится чистый спирт, а сверху — тройная азеотропная смесь бензол—этанол — вода, к-рая после конденсации и отвода флегмы поступает в разделит. сосуд 2, где происходит ее расслаивание. Богатый бензолом верхний слой направляется как флегма в колонну 1, нижний — в колонну 3. Сверху колонны 3 отводится бинарная азеотропная смесь этанол — бензол, а снизу — слабый этанол, поступающий в колонну 4, из куба к-рой отводится вода, а дистиллат — 96% этанол — присоединяется к исходной смеси.

Рис. 7. Схема экстрактивной ректификации; F — питание; E — экстрагент; D и  $W_0$  — свободные от экстрагента дистиллат и кубовая жидкость.

компонентов лишь при разделении бинарных смесей. Для разделения  $m$ -компонентной смеси требуется  $m - 1$  ректификац. колонн. Число возможных вариантов схем разделения быстро возрастает с увеличением числа компонентов смеси. Практически чистые компоненты могут отбираться в виде кубовых жидкостей или в виде дистиллатов после дефлегматоров этих колонн. Для уменьшения темп-ры процесса (напр., при  $R$  смесей, разлагающихся при высоких темп-рах)  $R$ , аналогично дистилляции, можно проводить под вакуумом в токе водяного пара

или инертного газа. Жидкие смеси с очень низкой относительной летучестью, а также азеотропные смеси могут быть разделены при помощи экстрактивной  $R$  или азеотропной  $R$ : к смеси добавляется новое вещество, к-рое либо увеличивает  $\alpha$ , либо образует азеотропную смесь с одним или неск. компонентами смеси. Напр., при азеотропной  $R$  абсолютного спирта (рис. 6) добавляют бензол, образующий тройную азеотропную смесь бензол — этанол — вода с темп-рой кипения 64,85°C. При экстрактивной  $R$  (рис. 7) добавляемое вещество (экстрагент) стекает вместе с флегмой, в значит. количествах присутствуя на всех тарелках. Напр., при разделении бензола и циклогексана экстрагентом служит фенол.

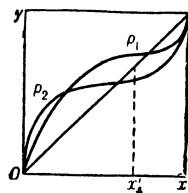


Рис. 8. Кривые равновесия азеотропной смеси при давлениях  $p_1$  и  $p_2$ .

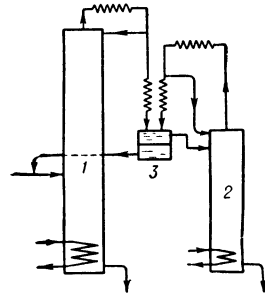


Рис. 9. Схема ректификации гетероазеотропной смеси: 1 и 2 — колонны; 3 — разделит. сосуд.

Если состав азеотропной смеси значит. изменяется с давлением (рис. 8), то возможно ее разделение без добавки 3-го вещества. В этом случае применяется двухколонная схема: в 1 колонне, работающей под давлением  $p_1$ , разделение ведется до состава  $x_D$ , близкого к азеотропному; затем смесь подается во 2-ю колонну, работающую под давлением  $p_2$ , при к-ром смесь находится уже за пределами азеотропной точки. Гетероазеотропные смеси (напр., *n*-бутанол — вода) можно разделять по схеме (рис. 9), в к-рой 2 колонны работают под одинаковым давлением. Переход через азеотропную точку достигается за счет расслаивания дистиллатов обеих колонн; один слой направляется обратно в 1-ю колонну, а 2-й — во 2-ю. Отдельные компоненты отводятся из кубов обеих колонн.

Лит.: 1) Гельперин Н. И., Дистилляция и ректификация, М.—Л., 1947; 2) Багатуров С. А., Теория и расчет перегонки и ректификации, М., 1961; 3) Коган В. Б., Азеотропная и экстрактивная ректификация, Л., 1961; 4) Скоболо А. И., Трегубова И. А., Егоров Н. И., Процессы и аппараты нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности, М., 1962; 5) Кафаров В. В., Основы массопередачи, М., 1962; 6) Перегонка, пер. с англ., под ред. М. Г. Гоникберга, М., 1954; 7) Robinson C. S., Gilliland E. R., Elements of fractional distillation, 4 ed., N. Y., 1950; 8) Kirschbaum E., Destillier- und Rectifiziertechnik, 3 Aufl., В. — [u. a.], 1960; 9) Treybal R. E., Mass-transfer operations, N. Y. — [a. o.], 1955; 10) Гельперин Н. И., Пейбалк В. Л., «Химическая промышленность», 1963, № 6, с. 40; 11) Гельперин Н. И., «Химический журнал», 1947, № 1. Н. И. Гельперин, В. Л. Пейбалк.

**РЕЛАКСАЦИОННОЕ ВРЕМЯ** — величина, характеризующая быстроту релаксации; время, за к-рое первоначальное отклонение к.-л. величины от равновесного значения уменьшается в  $e$  раз. См. также *Постоянная времени*.

**РЕЛАКСАЦИОННАЯ ДЛИНА** — параметр, часто применяемый для расчета ослабления защитой нейтронов и  $\gamma$ -лучей.  $R$ . д. характеризует уменьшение величины потока, плотности энергии, биологич. дозы и мощности дозы. Выражается в см.

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — автоколебания, резко отличающиеся по форме от гармонических вследствие того, что в системе, создающей  $R$ . к., существенную роль играют диссипативные силы: внешнее или внутр. трение — в механич. системах, активное сопротивление — в электрических. Рассеяние энергии, обусловленное этими силами, приводит к тому, что энергия, накопленная в одном из двух (или более) накопителей, входящих в состав автоколеб. системы, не переходит полностью к другому накопителю (как в системах, совершающих гармонич. колебания), а рассеивается в системе, превращаясь в тепло.  $R$ . к., как и всякие автоколебания, могут происходить только в нелинейных системах. Поэтому рассмотрение  $R$ . к. требует применения нелинейной теории колеба-

ний. Каждый период  $P$ . к. может быть разделен на несколько резко разграниченных этапов, соответствующих медленным и быстрым изменениям состояния системы, в  $k$ -рой происходят  $P$ . к., что позволяет рассматривать  $P$ . к., как разрывные колебания.

Пример механич.  $P$ . к. — колебат. движение тормозной колодки  $K$  (рис. 1), удерживаемой пружинами в положении равновесия  $\varphi = 0$ , возникающее при определенной зависимости силы трения от скорости. При вращении вала с постоянной угловой скоростью  $\Omega$  плотно охватывающая его тормозная колодка испытывает со стороны вала вращающий момент  $M$  сил трения,  $k$ -рый при постоянной силе давления колодки на вал зависит (как и сила трения) от относит. скорости скольжения колодки по валу, т. е. от величины  $\Omega - \dot{\varphi}$ , где  $\dot{\varphi}$  — угловая скорость движения колодки. Помимо  $M$  ( $\Omega - \dot{\varphi}$ ), на колодку действует момент  $M_1$  со стороны пружин, стремящихся удержать ее в положении  $\varphi = 0$ . Пока угол  $\varphi$  мал,  $M_1(\varphi) = -k\varphi$ . Ур-ние движения колодки имеет вид

$$J\ddot{\varphi} = -k\varphi + M(\Omega - \dot{\varphi}), \quad (1)$$

где  $J$  — момент инерции колодки. Пока величина момента  $k\varphi$  не превосходит нек-рого значения  $M_{\max}$  (определяемого величиной силы трения покоя между валом и колодкой), момент  $M$  «автоматически» уравновешивает момент  $-k\varphi$ , т. е.  $M - k\varphi = 0$ . Поэтому, если сообщить колодке, находящейся в положении  $\varphi = 0$ , начальную угловую скорость  $\dot{\varphi} = \Omega$ , то при  $M - k\varphi = 0$ , согласно (1), колодка будет двигаться без ускорения со скоростью  $\Omega$  и скольжения колодки по валу не возникнет. С увеличением  $\varphi$ , когда значение  $k\varphi$  достигает  $M_{\max}$ , момент  $M$  перестает возрастать и равновесие моментов нарушается. Поэтому дальнейшее движение колодки с постоянной скоростью  $\Omega$  невозможно, и должно возникнуть скольжение колодки по валу. Характер дальнейшего движения колодки определяется тем, как зависит момент  $M$  от  $(\Omega - \dot{\varphi})$ . Положим, что эта зависимость имеет вид нелинейной характеристики (рис. 2),  $k$ -рая нередко наблюдается при сухом трении. При этом, рассмотрев направление действия моментов силы, возникающих при появлении малой скорости  $\pm\Delta\dot{\varphi}$ , легко убедиться, что состояние равновесия колодки (точка, в  $k$ -рой  $\varphi = 0$  и  $\Omega - \dot{\varphi} = \Omega$ ) оказывается неустойчивым, если оно лежит на падающем участке  $AC$  характеристики, и в системе возникают автоколебания. Если  $J$  достаточно мало ( $J \rightarrow 0$ ), движение колодки в течение периода автоколебаний можно разбить на 2 типа движений: быстрого изменения  $\dot{\varphi}$  (при практически неизменном  $\varphi$ ) от значения, соответствующего точке  $A$  (рис. 2), до значения, прилб. соответствующего точке  $B$ , и затем медленного движения от точки  $B$  до точки  $C$ , определяемого ур-нием

$$-k\varphi + M(\Omega - \dot{\varphi}) = 0, \quad (2)$$

затем снова быстрого изменения  $\dot{\varphi}$  от точки  $C$  до точки  $D$  и, наконец, медленного движения от точки  $D$

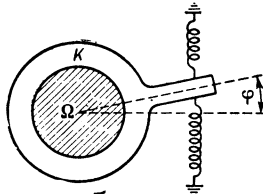


Рис. 1.

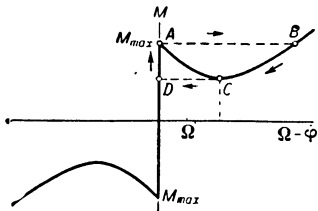


Рис. 2.

до точки  $A$ ; дальше весь процесс повторяется. Период  $T$  процесса определяется продолжительностью медленных движений на участках  $DA$  и  $BC$ , скорость движения по  $k$ -рым зависит от вида  $\varphi$ -функции  $M(\Omega - \dot{\varphi})$  и величины  $\Omega$ . Быстрые движения длятся очень короткое время и поэтому не вносят заметного вклада в  $T$ .

Простейший пример электрич.  $P$ . к. — колебания, возникающие при определенных условиях в схеме с газоразрядной лампой, зашунтированной емкостью  $C$  и питаемой от источника постоянной эдс  $E$  через сопротивление  $R$  (рис. 3). Характерное свойство газоразрядной лампы — то, что лампа «зажигается» только при нек-ром достаточно большом «напряжении зажигания»  $U_3$  и гаснет при нек-ром меньшем «напряжении гашения»  $U_2$ . Пренебрегая продолжительностью происходящих внутри лампы процессов, можно считать, что, когда напряжение на лампе достигает значения  $U_3$ , в лампе мгновенно возникает ток  $I_3$ , а при  $U_2$  ток  $I_2$  в лампе мгновенно падает до нуля (рис. 4). Нелинейность этой характеристики и делает систему нелинейной. Пусть  $E > U_3$ , тогда после включения источника эдс конденсатор  $C$  начинает заряжаться и постепенно возрастающее напряжение на нем достигнет значения  $U = U_3$ , при  $k$ -ром лампа вспыхнет и будет продолжать гореть, пока напряжение на конденсаторе  $U > U_2$ . Но при достаточно большом  $R$  значении  $U = E - RI$  уменьшается и остается  $> U_2$  только за счет разрядки конденсатора через лампу. Когда конденсатор разрядится настолько, что  $U < U_2$  и лампа погаснет, конденсатор снова начнет заряжаться и весь цикл повторится снова, т. е. в системе будут происходить  $P$ . к.

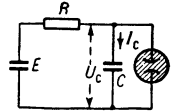


Рис. 3.

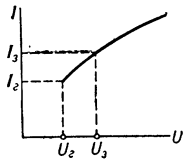


Рис. 4.

Каждый период этих  $P$ . к. состоит из двух медленных изменений силы тока  $I$  при заряде и разряде конденсатора и двух быстрых — скачкообразных изменений силы тока  $I_c$ , когда лампа зажигается и гаснет (рис. 5). Так же как в модели механич.  $P$ . к. предположение о малости момента инерции  $J$  привело к появлению скачкообразных изменений  $\dot{\varphi}$  (не сопровождающихся заметными изменениями  $\varphi$ ), пренебрежение временем возникновения и исчезновения проводимости в газоразрядной лампе, а также паразитными индуктивностями в схеме привело к появлению скачкообразных изменений  $I_c$  (не сопровождающихся заметным изменением  $U_c$ ).

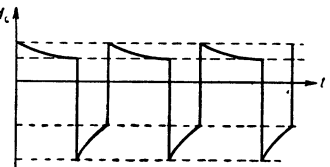


Рис. 5.

Упрощенное рассмотрение механизма возникновения  $P$ . к. основано на пренебрежении параметрами системы, влияющими на характер быстрых движений, и поэтому ничего не может сказать об этих движениях. В силу этого приходится вводить спец. постулаты о характере быстрых движений, напр. постулат, что быстрые изменения  $\dot{\varphi}$  происходят при неизменном  $\varphi$ .

Методы нелинейной теории колебаний, в частности анализ движений на фазовой плоскости, позволяют исследовать не только медленные, но и быстрые движения, не пренебрегая параметрами, от  $k$ -рых характер быстрых движений существенно зависит, и не прибегая к спец. постулатам о характере быстрых движений.

Электрич. Р. к. обладают свойствами, позволяющими применять их в измерит. технике, телеуправлении, автоматике и др. разделах электроники; наиболее важные из них: легкость синхронизации Р. к. с помощью внешнего периодич. воздействия, возможность получения напряжений и токов почти любой формы и, в частности, очень коротких периодич. импульсов напряжения или тока, разделенных большими промежутками времени, возможность выделения очень высоких гармоник Р. к. и т. д. Для создания Р. к. существуют разнообразные схемы генераторов релаксационных колебаний, напр. блокинг-генераторы, мультивибраторы и т. д.

Лит.: 1) Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959, гл. IV и IX; 2) Меерович Л. А., Зеличенко Л. Т., Импульсная техника, 2 изд., М., 1954, гл. XIV и XV; 3) Капчинский И. М., Методы теории колебаний в радиотехнике, М.—Л., 1954, С. Э. Хайкин.

**РЕЛАКСАЦИЯ** — процесс возвращения в состояние термодинамич. равновесия макроскопич. системы, выведенной из такого состояния. Р. — необратимый процесс и поэтому, в силу закона возрастания энтропии, обязательно сопровождается переходом части внутр. энергии системы в тепло, т. н. диссипацией энергии. Как всякое неравновесное явление, Р. не определяется одними только термодинамич. характеристиками системы (напр., давлением, темп-рой и т. д.), а существенно зависит от ее микроскопич. характеристик, в частности от параметров, характеризующих взаимодействия между частицами. В качестве последних обычно рассматривают время свободного пробега частиц  $\tau$  и их длину свободного пробега  $l$ . Это — промежуток времени и расстояние между моментами и местами двух последоват. столкновений молекул газа, между соударениями электрона в металле с другими электронами или с фононами, наконец, между столкновениями любых двух элементарных возбуждений системы между собой.

Как правило,  $l$  и  $\tau$  крайне малы по сравнению с размерами системы и временами, за к-рые протекают макроскопич. процессы. Поэтому установление равновесия обычно происходит в 2 этапа. На 1-м этапе равновесие устанавливается лишь в малых частях системы. Эти части, будучи макроскопически малыми, все же содержат множество молекул и, взаимодействуя с окружающими их молекулами только на своей поверхности, могут считаться почти изолированными. Поэтому каждой из частей можно приписать свои темп-ру, давление, скорость и т. д. Такое к в а з и р а в н о в е с н о е с о с т о я н и е устанавливается в результате очень небольшого числа столкновений; в р е м я р е л а к с а ц и и, соответствующее этому процессу, очень мало:  $t_p \sim \tau$  (быстрые процессы Р.). На 2-м этапе происходят медленные процессы Р., в результате к-рых выравниваются темп-ры, давления, средние скорости и т. д. всех частей системы. Медленные процессы связаны с очень большим числом последоват. соударений частиц между собой; их время Р. пропорционально размерам системы  $L$  и велико по сравнению с  $\tau$ :  $t_p \sim \tau (L/l)^2 \gg \tau$ .

Условием, при к-ром возможно разделение процесса Р. на быструю и медленную части, является  $l \ll L$ . Оно нарушается либо при очень низких темп-рах, когда пробеги электронов и фононов в твердых телах становятся большими, либо для сильно разреженных газов.

К медленным процессам Р. относятся такие явления, как вязкость, диффузия, теплопроводность, электропроводность и т. д. Для их описания применим чисто макроскопич. подход, при к-ром для каждой макроскопически малой части системы, находящейся в равновесии, наряду с локальными темп-рой, давлением и скоростью, вводятся соответственно

усредненные кинетич. характеристики — т. н. кинетические коэффициенты: коэфф. вязкости, диффузии, теплопроводности и т. д. Течение медленного процесса Р. определяется после этого соответствующими ур-ниями движения: ур-нием Навье — Стокса, диффузии, теплопроводности и т. д. Напротив, характер протекания быстрого процесса Р. определяется микроскопич. деталями взаимодействия между частицами. Специфика взаимодействия может привести к тому, что процесс установления равновесия по к.-л. одному микроскопич. параметру будет сильно замедлен по сравнению с такими же процессами для др. параметров. В частности, могут различаться время установления равновесного распределения по направлению импульса частиц  $\tau_p$  и время установления равновесия по его абсолютной величине (энергии)  $\tau_e$ . Так, в металлах при низких темп-рах равновесие по энергии электронов устанавливается в результате всего лишь неск. столкновений электрона с фононами ( $\tau_e \sim \tau$ ), а равновесное распределение по направлениям электронного импульса достигается только за счет очень большого числа последовательных электрон-фононных столкновений. При этом вектор импульса электрона  $p$  совершает своеобразное броуновское движение по поверхности постоянной энергии (в простейшем случае по поверхности сферы  $|p| = \text{const}$ ). Соответствующее время  $\tau_p$  гораздо больше  $\tau_e$ :  $\tau_p \sim \tau_e (\theta_D/T)^2 \gg \tau_e$  при  $T \ll \theta_D$ , где  $\theta_D$  — дебаевская температура. Обратная картина имеет место в частично ионизованном газе, когда равновесие по направлению электронного импульса достигается в результате небольшого числа столкновений электрона с нейтральными атомами, а равновесие по его абс. величине наступает благодаря большой разнице в массах электрона и иона, лишь путем броуновского движения в пространстве энергии. Другим примером такого рода может служить Р. магнитного момента в ферромагнетике. Здесь установление равновесия происходит также в 2 этапа. На 1-м этапе за счет сравнительно сильных обменных взаимодействий быстро устанавливается равновесное (при данных темп-ре и давлении) значение абс. величины магнитного момента. На 2-м значительно более медленном этапе слабые силы типа спин-орбитального взаимодействия ориентируют магнитный момент вдоль оси легчайшего намагничивания.

Если отклонение от равновесия мало, то Р. часто происходит по закону  $y = y_0 \exp(-t/\tau)$ . Здесь  $y_0$  — начальное значение параметра  $y$ . Предполагается, что в начальный момент локальное равновесие уже установилось.

В многокомпонентных системах нередко различаются времена Р. отдельных компонент. В частности, в электронной плазме наиболее быстро устанавливается равновесие внутри электронной компоненты (время  $\tau_{ee}$ ). Значительно медленнее приходит в равновесие ионная компонента (время  $\tau_{ii}$ ):  $\tau_{ee}/\tau_{ii} \sim \sqrt{m_e/m_i} \ll 1$ , где  $m_e$  и  $m_i$  — соответственно массы электрона и иона. Наконец, наибольшее время отвечает установлению равновесия между электронной и ионной компонентами:  $\tau_{ei}/\tau_{ii} \sim \sqrt{m/m_i} \ll 1$ . Такое соотношение времен Р. ( $\tau_{ee}^e \ll \tau_{ii} \ll \tau_{ei}^e$ ) приводит к тому, что плазма может длит. время находиться в состоянии, при к-ром ее электроны и ионы имеют разные темп-ры.

Детально течение быстрых процессов Р. описывается кинетическими уравнениями, а в более сложных случаях, когда они по тем или иным причинам неприменимы, приходится пользоваться общими методами статистич. физики. Отметим также, что в упо-

мянутых выше случаях броуновского движения частицы в пространстве импульсов или энергии процесс  $P$  описывается Фоккера — Планка уравнением.

Подразделение  $P$  на 2 этапа нарушается, в частности, когда в качестве исходного неравновесного состояния берется, напр., турбулентное состояние газа или плазмы. В турбулентном состоянии энергия, приходящаяся на большие масштабы, значительна. Времена быстрых процессов  $P$ ,  $\tau_p$  могут быть сравнимы с временами медленных процессов. Вследствие этого рассмотренный выше 1-й этап не имеет места. При наличии турбулентности меняется и само понятие локального равновесия. Изменение состоит в том, что появляются новые термодинамич. ф-ции, к-рые являются пространств. корреляциями различных характеристик системы. Напр., в электронно-ионной плазме, кроме двух темп-р  $T_e$  и  $T_i$ , может установиться еще темп-ра плазменных волн, к-рая определяется пространственной спектральной ф-цией напряженностей электрич. микрополей для области больших масштабов (больших по сравнению с радиусом Дебая). Появится и соответствующее время  $P$ . (оно определяется декрементом затухания Ландау; см. *Плазма*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теор. физика, т. 4); 2) Левич В. Г., Курс теоретической физики, т. 1, М., 1962; 3) Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, М.—Л., 1940; 4) Климонтович Ю. Л., Статистическая теория неравновесных процессов в плазме, М., 1964; 5) Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., под ред. Д. Н. Зубарева, М., 1962.

И. Е. Дзюлошинский, Ю. Л. Климонтович.

**РЕЛАКСАЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ** — релаксационные процессы, происходящие в веществе вследствие периодич. смещения термодинамич. равновесия, вызванного колебаниями давления и темп-ры в звуковой волне.  $P$  а. приводит к отклонению частотной зависимости скорости звука  $c$  (см. *Дисперсия звука*) и коэфф. поглощения  $\alpha$  (см. *Поглощение звука*) от формы этой зависимости, предсказываемой классич. гидродинамикой. Последняя исходит из предположения, что напряжение  $f$  складывается из упругого и вязкого

$$f = Es + \eta \frac{ds}{dt}, \quad (1)$$

где  $s$  — деформация,  $E$  — модуль упругости,  $\eta$  — коэфф. вязкости. Геометрич. смысл величин  $f$ ,  $s$  и  $E$ ,  $\eta$  зависит от типа волны. Напр., для продольных волн в жидкости или газе  $1/E$  — адиабатич. сжимаемость,  $\eta = \eta' + 4/3\eta''$ , а  $\eta'$  и  $\eta''$  — сдвиговая и объемная вязкости. Из (1) следует

$$c = \sqrt{E/\rho}; \quad \alpha = \omega^2 \eta / 2\rho c^3, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $\omega$  — круговая частота; ф-лы (2) справедливы, когда  $\alpha \ll \omega/c$ .

Вязкость всегда связана с к.-л. неравновесными процессами, происходящими в веществе при деформации. Если времена релаксации этих процессов  $\tau$  сравнимы с периодом звука, то ур-ние (1) заменяется более сложным. При наличии одного релаксационного процесса оно приобретает вид  $f + \tau df/dt = Es + (\tau\epsilon + \eta) ds/dt$ ; откуда

$$c = \left[ \frac{1}{\rho} \left( E + \frac{\omega^2 \tau \eta}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \right]^{1/2} \equiv \sqrt{E(\omega)/\rho};$$

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \frac{\eta}{1 + \omega^2 \tau^2} \equiv \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \eta(\omega).$$

Величины  $E(\omega)$  и  $\eta(\omega)$  наз. динамич. модулем упругости и динамич. вязкостью, а  $E(\omega) = E(\omega) + i\omega\eta(\omega) = f_0/s_0$  — комплексным модулем (здесь  $f_0$  и  $s_0$  — комплексные амплитуды); иногда вводят комплексную вязкость  $\eta(\omega) = E(\omega)/i\omega$ . При повышении частоты  $\eta(\omega)$  уменьшается,  $E(\omega)$  — растет. Т. о., наблюдается переход вязкой составляющей  $f$ , изме-

няющейся в фазе с  $ds/dt$ , в упругую, изменяющуюся в фазе с  $s$ . Относит. потери энергии, характеризуемые поглощением на длину волны  $2\pi\alpha c/\omega$  или декрементом затухания, максимальны при  $\omega \approx 1/\tau$ .

В самом общем случае при наличии  $n$  релаксационных процессов  $E(i\omega)$  можно представить в форме

$$E(i\omega) = E + \sum_{j=1}^n \frac{i\omega\eta_j}{1 + i\omega\tau_j} = \left( E + \sum_{j=1}^n \frac{\omega^2\tau_j\eta_j}{1 + \omega^2\tau_j^2} \right) + i\omega \sum_{j=1}^n \frac{\eta_j}{1 + \omega^2\tau_j^2}, \quad (3)$$

где  $\eta_j = \tau_j V \left( \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial \xi_j} \right)^2 / \left( \frac{\partial^2 U}{\partial \xi_j^2} \right)_{V,S}$ ,  $\xi_j$  — переменная, меняющаяся в ходе  $j$ -го релаксационного процесса,  $\tau_j$  — соответствующее время релаксации,  $U$  — внутр. энергия,  $S$  — энтропия,  $V$  — объем. При медленной деформации, т. е. при  $\omega\tau \ll 1$ , ур-ние (3) приобретает вид  $E(i\omega) = E + i\omega\eta$ , где  $E$  и  $\eta$  не зависят от частоты, что соответствует (1); при этом  $\eta = \sum \eta_j$ .

Из определяемой экспериментально частотной зависимости  $c$  и  $\alpha$  можно найти  $\tau_j$  и  $\eta_j$  для различных релаксационных процессов. В случае связанных процессов простой физ. смысл могут иметь не переменные  $\xi_j$ , а их линейные комбинации. См. также *Молекулярная акустика*.

В. А. Соловьев.

**РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНАЯ** — установление термодинамич. равновесия в системе магнитных моментов среды.  $P$  м. — сложное явление, протекающее существенно по-разному в различных средах (диа-, пара-, ферро- и антиферромагнетиках) и условиях (при различных темп-рах  $T$ , в магнитных полях различной напряженности  $H$  и т. д.). Особенности  $P$  м. обусловлены, во-первых, возможностью магнитных моментов прецессировать вокруг положения равновесия с гироскопич. частотой (см. *Лармора прецессия*) и, во-вторых, тем, что магнитные степени свободы (напр., колебания магнитных моментов) сравнительно слабо связаны с др. степенями свободы в конденсированной среде (напр., с фононами).

$P$  м. определяется взаимодействием носителей магнитных свойств (электронов, ядер) друг с другом и с окружением (кристаллич. решеткой), в результате к-рого происходит переход энергии движения магнитных моментов в теплоту и, как следствие, — приближение системы к состоянию равновесия. При полуклассич. описании движения магнитных моментов указанные потери энергии могут быть учтены введением в ур-ния движения силы трения. В простейшем случае  $P$  м. можно трактовать как затухание прецессии магнитного момента. В общем случае сложный характер  $P$  м. заставляет вводить неск. параметров, описывающих силы трения. Микроскопич. теория позволяет в ряде предельных случаев (напр., при низких  $T$ ) выяснить зависимость этих параметров от  $T$ ,  $H$  и др. величин [1, 2, 4].

Магнитная подсистема тела (см. *Магнитная структура атомная*) характеризуется темп-рой, величиной магнитного момента  $M$  единицы объема, направлением вектора  $M$  в пространстве и т. д. Как правило, релаксация каждой из этих величин происходит своеобразно и времена установления равновесия различных величин ( $T$ , направления  $M$  и др.) существенно различны [1].

При  $T \ll \theta$ , где  $\theta$  — Кюри точка, релаксационные процессы в упорядоченных магнитных телах (ферро- и антиферромагнетиках) можно объяснить в рамках модели спиновых волн (магнонов), рассматривая переход в состояние термодинамич. равновесия как результат столкновений магнонов друг с другом, с фононами и др. Характерный пример — процесс релаксации в ферромагнитном диэлектрике (см. *Магнитодиэлектрики*) [1, 2]. В этом случае в широкой области не слишком низких  $T$  наиболее интенсивно обменное взаимодействие между спиновыми волнами, к-рое обеспечивает установ-

ление распределения Бозе спиновых волн по энергиям (см. Бозе — Эйнштейна статистика). Время установления такого распределения  $\tau_1 \approx \frac{\hbar}{A'} \left( \frac{A'}{kT} \right)^4$  ( $A'$  — обменный интеграл;  $\hbar = h/2\pi$ , где  $h$  — Планка постоянная,  $k$  — Больцмана постоянная) быстро возрастает с понижением  $T$ . Т. к. при обменном взаимодействии не меняются ни величина, ни направление магнитного момента, то это распределение не соответствует равновесному значению  $M$ : квадрат магнитного момента  $M^2$  и проекция  $M_z$  на легчайшего намагничивания ось могут иметь произвольные (начальные) значения. Естественно, темп-ра спиновых волн (ферромагнонов) отличается при этом от  $T$  решетки и определяется начальной энергией спиновой системы. Переход к равновесным значениям  $M^2$  и  $M_z$ , а также выравнивание  $T$  спинов и решетки обуславливаются анизотропными релятивистскими взаимодействиями между спиновыми волнами, а также взаимодействием с фононами. Анализ показывает [2], что равновесные значения  $M^2$  и  $M_z$  устанавливаются не одновременно.  $M^2$  сравнительно быстро приближается к своему равновесному значению, а затем происходит медленный поворот  $M$  к равновесному направлению. Последний процесс может быть описан ур-нием Ландау—Лифшица [1]:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma [M, H_{\text{эфф}}] - \frac{\lambda}{M^2} [M, H_{\text{эфф}}].$$

Здесь  $\gamma$  — гиромангнитное отношение (см. Магнитомеханическое отношение),  $H_{\text{эфф}} = H + H_A$ , где  $H$  — внешнее поле, а  $H_A$  — поле анизотропии, равное  $\beta M_0$ , где  $M_0$  — момент вдоль оси легчайшего намагничивания,  $\beta$  — константа анизотропии (см. Магнитная анизотропия); релаксационная константа  $\lambda$ , ответственная за поворот магнитного момента, пропорциональна  $T^2$  и по порядку величины равна  $10^5$  1/сек.

Самый медленный релаксационный процесс в рассматриваемых условиях — это выравнивание  $T$  между спиновыми волнами и фононами. При низких  $T$  это время экспоненциально растет с  $T$ .

Р. м. в ферромагнитных металлах имеет специфику черты из-за сравнительно сильного взаимодействия между магнонами и электронами проводимости. Расчет показывает [1], что время спин-электронной релаксации значительно меньше, чем время спин-спиновой, о к-рой шла речь выше. Это, в частности, приводит к тому, что в системе электронов и спиновых волн равновесие устанавливается практически одновременно [1].

Р. м. проявляется в частотной зависимости магнитной восприимчивости [2], исследование к-рой в связи с этим может служить методом изучения Р. м. Наиболее распространен метод исследования Р. м. по наблюдению магнитных резонансов, ширина линий к-рых связана с характером релаксации. В простейшем случае ширина  $\Delta\nu_{\text{рез}}$  резонансной линии ( $\nu_{\text{рез}}$  — резонансная частота) по порядку величины равна  $1/\tau$ , где  $\tau$  — время релаксации:  $\Delta\nu_{\text{рез}} \approx 1/\tau$ , или, поскольку  $\nu_{\text{рез}} = \gamma H$ ,  $\gamma \Delta H \approx 1/\tau$ .

Ширина линии магнитного резонанса (к-рая служит принятой мерой процессов Р. м.) для различных магнитных материалов и условий эксперимента изменяется в широких пределах (от 0,1 до  $10^3$  эрстед). В зависимости от соотношения между различными типами взаимодействия в среде ширина резонансной линии может определяться тем или другим механизмом релаксации. Напр., если спин-спиновые взаимодействия интенсивнее спин-фононных, то ширина кривой электронного парамагнитного резонанса определяется спин-спиновыми взаимодействиями; если спин-фононные больше, то спин-фононными. Кроме того, Р. м. зависит от микроструктуры образца и в большинстве случаев определяется дефектами образца (шероховатостью поверхности, поликристаллическостью, микрорезинами, дислокациями).

Р. м. существенно зависит от характера магнитного энергетич. спектра. Парамагнетики, в отличие от ферро- и антиферромагнетиков, обладают дискретным магнитным спектром, что накладывает отпечаток на ход релаксационных процессов в этих телах. В частности, это приводит к повышению роли спин-фононных взаимодействий. Кроме того, в связи с тем, что рас-

стояние между магнитными уровнями пропорциональны  $H$ , релаксационные процессы (а значит, и соответствующие  $\tau$ ) существенно зависят от  $H$ . Разнообразие парамагнитных материалов необычайно велико. Они отличаются типом носителей магнитного момента (электроны, ядра), концентрацией магнитных моментов, силами взаимодействия моментов друг с другом и с окружающей средой. Все это накладывает отпечаток на ход релаксационных процессов в этих телах.

О диамагнитной релаксации не приходится говорить, как об особом релаксационном процессе. Диамагнитные свойства обусловлены орбитальным движением заряженных частиц (в твердых телах — электронов), и потому диамагнитная релаксация — следствие обычных электронных взаимодействий в твердых телах. Так, например, ширина циклотронного резонанса в металлах и полупроводниках определяется длиной свободного пробега электронов проводимости.

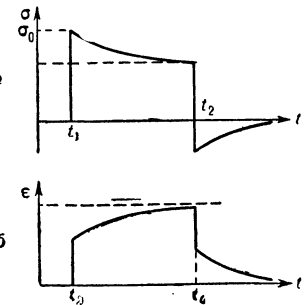
Эффективные возможности для исследования Р. м. в ферромагнетиках дают нелинейные высокочастотные эффекты, приводящие к параметрич. возбуждению спиновых волн при достаточно высоком уровне мощности высокочастотного магнитного поля. Этот метод [8] позволяет определять времена жизни различных спиновых волн и, следовательно, анализировать роль различных механизмов релаксаций. Р. м. в парамагнетиках (электронных и ядерных) также изучают на основе исследования нелинейных эффектов, таких, напр., как спиновое эхо.

Многообразие и сложность механизмов Р. м. делают ее изучение весьма трудной проблемой как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Даже в сравнит. простых случаях нет полного понимания многих связанных с Р. м. проблем.

Лит.: 1) Ферромагнитный резонанс. [Сб. ст.], под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; 2) Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Каганов М. И., «УФН», 1960, т. 71, вып. 4, с. 533, т. 72, вып. 1, с. 3; 3) Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; 4) Гортер К., Парамагнитная релаксация, пер. с англ., М., 1949; 5) Ферриты в нелинейных СВЧ устройствах. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. Г. Гуревича, М., 1961; 6) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960; 7) Альшулер С. А., Козырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961; 8) Suhl H., «J. Appl. Phys.», 1957, v. 28, № 11, p. 1225. М. И. Каганов.

## РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ — уменьшение

напряжения  $\sigma$  при переходе твердого тела из неравновесного состояния в другое, более близкое к термодинамич. равновесию при фиксированной полной деформации в условиях, когда основную часть изменения свободной энергии  $\Delta F$  составляет упругая энергия. Исходное состояние с деформацией  $\epsilon$  достигается наложением напряжения  $\sigma_0$  (или иной предысторией образца); при этом возможны 2 случая. а)  $\sigma_0$  настолько



а — релаксация напряжения  $\sigma$  при постоянной деформации  $\epsilon$ . В момент  $t_1$  фиксируется деформация при напряжении  $\sigma_0$ , в момент  $t_2$  снимается деформация путем изменения напряжения на  $-\sigma_0$ . б — Релаксация деформации  $\epsilon$  при постоянном напряжении  $\sigma$ . В момент  $t_2$  прикладывается нагрузка, в момент  $t_4$  — снимается.

мало, что исходная деформация  $\epsilon$  обратима. Но поскольку  $\sigma_0$  прикладывается не квазистатически, а с конечной скоростью, тело выходит из термодинамич. равновесия и после фиксации  $\epsilon$  в нем протекают различные процессы, в результате к-рых оно прибли-

жаются к равновесию, а  $\sigma$  изменяется. Деформация  $\epsilon$  может быть не только чисто упругой, но и связанной с взаимными смещениями атомов на расстояния, сравнимые с равновесным межатомным (напр., вследствие движения дислокаций в кристаллах), однако эти смещения должны быть обратимы (рис. а). б)  $\sigma_0$  велико и, кроме обратимой, протекает необратимая пластич. деформация. После фиксации  $\epsilon$  тело приближается к новому равновесному состоянию, не совпадающему с исходным; Р. н. сопровождается пластич. деформацией.

Р. н. изучается как в статич. опытах, когда непосредственно измеряется зависимость  $\sigma$  от времени  $t$  при  $\epsilon = \text{const}$ , так и в динамических, когда  $\epsilon$  меняется по заданному закону, напр., периодически с частотой  $\omega$  ( $\epsilon = \epsilon_0 e^{i\omega t}$ ) и измеряется сдвиг фазы между  $\sigma$  и  $\epsilon$ , характеризующий *внутреннее трение*. Малым амплитудам  $\epsilon_0$  соответствует случай а (неупругость), большим — случай б (деформационный гистерезис). Все физич. явления, обуславливающие внутреннее трение, вызывают также Р. н. Статич. опыты проводят обычно над образцами, подвергаемыми растяжению или кручению, часто в условиях б.

Опыт показывает, что в случае а многие механизмы Р. н. подчиняются ур-нию для стандартного линейного твердого тела

$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\sigma} = M_R (\epsilon + \tau_\epsilon \dot{\epsilon}), \quad (1)$$

где  $M_R$  — релаксированный модуль упругости,  $\tau_\epsilon$  — время релаксации при  $\epsilon = \text{const}$ . При  $\epsilon = \epsilon_0 = \text{const}$  из (1) следует

$$\sigma(t) = M_R \epsilon_0 + (\sigma_0 - M_R \epsilon_0) e^{-t/\tau_\epsilon}. \quad (2)$$

Соответственно релаксирует деформация при  $\sigma = \text{const}$  (т. н. *ползучесть*) — рис. б. В ряде случаев релаксационный процесс термически активирован (напр., диффузия), тогда  $\tau_\epsilon \sim \exp(-U/kT)$ , где  $U$  — энергия активации. В случае б Р. н. описывается иногда также ф-лой (2) или суммой неск. экспонент. Однако детали механизмов пластич. деформации, определяющих Р. н. в случае б, пока неизвестны. Имеются попытки рассчитывать кривые Р. н. по известным параметрам для кривых ползучести, но они носят характер эмпирич. приемов.

Одновременно с  $\sigma$  при  $\epsilon = \text{const}$  релаксируют другие характеристики (напр., намагниченность, фазовый состав) и, если эти изменения определяют не второстепенную, а основную часть  $\Delta F$ , то при приближении к равновесию на кривых  $\sigma(t)$  возможны аномалии вплоть до изменения знака  $\dot{\sigma}$  («отрицательная Р. н.» при фазовых превращениях).

Выяснение механизма пластич. деформации при Р. н. труднее, чем при ползучести, поскольку: 1) из условия  $\epsilon = \epsilon_E + \epsilon_p = \text{const}$  следует, что пластич. деформация  $\epsilon_p$  весьма мала (не превосходит упругую  $\epsilon_E$ ); 2) при уменьшении  $\sigma$  одни механизмы сменяются другими. Предполагается, что в поликристаллич. металлах при повышенных темп-рах начальный быстрый спад  $\sigma$  связан с диффузионными процессами на границах зерен. Р. н. проявляется особенно сильно при высоких темп-рах, так что во многих случаях при расчетах деталей машин на прочность учет Р. н. является решающим.

Лит.: 1) Зинер К., в кн.: Упругость и неупругость металлов. Сборник [переводных статей], М., 1954; 2) Одинг И. А. [и др.], Теория ползучести и длительной прочности металлов, М., 1959; 3) Постников В. С., «УФН», 1954, т. 53, вып. 1, с. 87; 4) Тр. Ин-та физики металлов, УФАИ СССР, вып. 19, Вопросы теории жаропрочности металлических сплавов, М., 1958; 5) Гинцбург Я. С., Испытания металлов при повышенных температурах, М., 1954; 6) Вилк О., «Phys. Status Solidi», 1963, Bd 3, № 10, S. 1903. А. Н. Орлов.

РЕЛЕ — элемент автоматики, производящий при заданных значениях воздействующих на него внешних физ. величин (механических, тепловых, оптических,

магнитных, электрических и пр.) скачкообразное изменение физ. величин, определяющих состояние управляемых цепей (электрических, механических, пневматических, гидравлических).

Основная характеристика Р. — характеристика управления (рис. 1) — показывает связь между воздействующей физ. величиной  $X$  и изменяемой (управляемой) величиной  $Y$ . При увеличении  $X$  до заданного значения  $X = X_{\text{ср}}$ , наз.

параметром срабатывания Р., значение  $Y = Y_0$  остается неизменным (или малоизменяющимся); при  $X_{\text{ср}}$  происходит скачкообразное изменение величины  $Y$  до нового значения  $Y_{\text{макс}} \approx \text{const}$ , к-рое не меняется (или мало меняется) при дальнейшем увеличении  $X$ . При обратном изменении  $X$   $Y = Y_{\text{макс}}$  до значения  $X = X_{\text{отп}}$ , наз. параметром отпущения Р., при к-ром  $Y$  скачкообразно изменяется до значения  $Y_0$ .

Часто применяются т. н. двухсторонние Р. с симметричными (рис. 2, а) или несимметричными (рис. 2, б) характеристиками управления.

Р. либо непосредственно преобразуют изменения воздействующей величины  $X$  в изменения управляемого параметра  $Y$ , либо с рядом промежуточных преобразований (напр., изменения  $X$  преобразуются в изменение усилия или скорости, к-рые, в свою очередь, преобразуются в перемещение, а последнее — в изменение управляемого параметра  $Y$ ).

Р. для управления электрич. током с непосредств. преобразованием основаны на изменении сопротивления, емкости, индуктивности (взаимоиндуктивности) или эдс под влиянием воздействия величины  $X$ . Для этой цели используются различные физ. явлениями: изменением сопротивления проводников и полупроводников, магнитной и диэлектрич. проницаемостей под влиянием механич. усилий, темп-ры, магнитных и электрич. полей; генерацией эдс при магнотрикции и электрострикции, эффекте Холла, эффекте Пельтье и т. п.

Р. с промежуточными преобразованиями содержит в о с п р и н и м а ю щ и й о р г а н, служащий для восприятия воздействующей за него физ. величины (напр., мембрана в Р. давления, электромагнитная система в электромагнитных электрич. Р.), и с п о л н и т е л ь н ы й о р г а н, служащий для скачкообразного изменения управляемой величины (контакты в Р. для управления током в электрич. цепях, сопло-заслонка или золотник в Р. для управления потоком воздуха в пневматических или потоком жидкости в гидравлич. цепях и т. п.), и п р о м е ж у т о ч н ы й о р г а н, выполняющий ф-ции сравнения значения воздействующей величины ( $X$ ) с заданным значением ( $X_{\text{ср}}$ ) и передающий при достижении заданного значения воздействие от воспринимающего органа к исполнительному.

Исполнит. органом Р., предназначенного для управления электрич. цепями, служат либо контакты, либо скачкообразно изменяющиеся сопротивления, емкости или индуктивности. В последнем случае Р. имеет без-

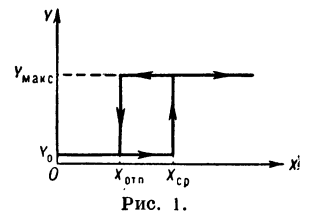


Рис. 1.

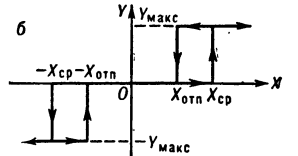
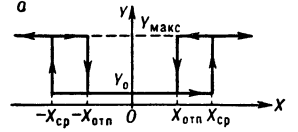


Рис. 2.



контактными (их недостаток — характеристики управления часто имеют значит. отступления от идеальной характеристики рис. 1). На рис. 3 показана характеристика управления Р. с изменяющимся сопротивлением ( $I, V$  — ток и напряжение).

Р. со скачкообразной характеристикой управления можно получить из двух элементов с плавными характеристиками с помощью положит. обратной связи

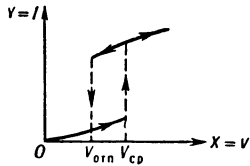


Рис. 3.

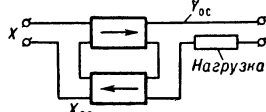


Рис. 4.

(рис. 4). Считая характеристики элементов линейными:  $\Delta Y/\Delta X = k$  и  $\Delta X_{oc}/\Delta Y = k_{oc}$ , получим для схемы рис. 4  $\Delta Y/\Delta X = k/(1 - k k_{oc})$ ; при  $k_{oc} \approx 1/k$  характеристика  $Y = f(X)$  при  $X = X_{cp}$  получается крутой, приближающейся к характеристике на рис. 1. Положит. обратной связью широко пользуются в бесконтактных электрич. Р.

Р. разделяются: а) по роду физ. явлений, к-рым относятся воспринимаемые величины (механические, электрические, акустические, тепловые, оптические, магнитные, радиоактивные, физ.-хим.); б) по параметрам, на к-рые оно реагирует (напр., для механич. Р. — Р. усилия, скорости, ускорения, частоты или амплитуды колебаний и т. п., для магнитных Р. — Р. напряженности магнитного поля, градиента магнитного поля и т. д., для электрич. Р. — Р. тока, напряжения, мощности, частоты, сдвига фаз и т. п.); в) по виду зависимости от величины, действующей на Р. (Р., реагирующие на значение величины, длительности ее воздействия, числа воздействий, частоты повторяющихся воздействий); г) по принципу их устройства, т. е. явлений, используемых внутри Р. для их действия (напр., для электрич. Р. — Р. электромагнитные нейтральные, электромагнитные поляризованные, магнитоэлектрические, электродинамические, индукционные, магнитоэлектрические и т. д.); д) по роду ф-ции, выполняемой ими в устройствах (Р. приемные и усилительные, Р.-повторители, Р., выполняющие логич. ф-ции, Р. — распределители сигналов, Р., выполняющие простейшие вычислит. операции — суммирование, дифференцирование, интегрирование и т. п., Р. пусковые, сигнальные корректирующие и т. п.). Кроме того, Р. разделяются на Р., реагирующие на изменение значения действующей величины, на полюсу значений действующей величины, знак действующей величины, интегральное значение и производную значения действующей величины. При воздействии на Р. одновременно неск. величин различают Р. суммы величин, их разности (дифференциальное Р.), произведения, отношения, Р. производной или интеграла одной величины по другой.

Кроме параметров срабатывания и отпущения, Р. характеризуется рабочим значением параметра  $X_p$  — значением действующей величины, подводимой для работы Р. С целью надежной работы  $X_p$  берется большим  $X_{cp}$ ; отношение  $X_p/X_{cp} = k_3$  наз. коэффициентом запаса Р. (обычно  $1 < k_3 \leq 3$ ), а  $X_{отп}/X_{cp} = k_в$  — коэффициентом возврата Р. ( $k_в$  обычно равен от  $\sim 0,98$  до  $\sim 0,3$ ). Значения  $X_{cp}$  и  $X_{отп}$  меняются при изменении темп-ры и влажности окружающей среды, при воздействии ускорений и вибраций; это нужно учитывать, в частности, при их работе в подвижных объектах.

Характерные параметры исполнит. органов Р.:  $Y_0$  и  $Y_{макс}$  — значения управляемой величины во внерачебном и рабочем состояниях Р. Отношение  $Y_{макс}/Y_0 = k_k$  наз. коэффициентом кратности (или просто кратностью) изменения управляемой величины. По условиям прочности  $X_p$  и  $Y_{макс}$  не могут быть выбраны большими нек-рых предельных значений  $X_{доп}$  и  $Y_{доп}$ .

Для оценки и выбора Р. важны его временные параметры и характеристики: время срабаты-

вания  $t_{cp}$  — промежуток времени от момента начала воздействия на Р. той физ. величины  $X$ , на к-рую оно реагирует, до момента начала изменения управляемой величины  $Y$ ; время отпущения  $t_{отп}$  — промежуток времени от момента прекращения воздействия величины  $X$  до момента начала обратного изменения управляемой величины  $Y$ . Значения  $t_{cp}$  и  $t_{отп}$  зависят от  $X_p$ . Зависимости  $t_{cp} = f_{10}(X_p) = f_{11}(X_p/X_{cp})$  и  $t_{отп} = f_{20}(X_p) = f_{22}(X_p/X_{cp})$  наз. временными характеристиками Р. Обычно их определяют экспериментально при нек-рых стандартных условиях. Общий параметр для оценки Р. — надежность работы, равная  $P = (N_0 - n)/N_0 = N/N_0$ , где  $N_0$  — число воздействий на Р.,  $N = N_0 - n$  — число срабатываний Р.,  $n$  — число отказов в работе Р. Надежность работы Р. зависит от времени его работы  $t$  и  $N_0$ :

$$P = P_0 \exp \{ -\lambda_1 N_0 - \lambda_2 t \} = P_0 \exp \{ -(\lambda_1 f + \lambda_2) t \},$$

где  $f = N_0/t$  — частота работы Р.,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — коэфф., определяемые конструкцией, режимом и условиями работы Р.

Особой группой дифференцирующих Р. можно считать импульсные элементы, содержащие ферромагнитные и сегнетоэлектрич. (ферроэлектрич.) материалы с прямоугольной петлей гистерезиса, магнитоэлектрические и электроэлектрические материалы. Такие элементы широко применяются как элементы управления и памяти в цифровых управляющих и вычислит. устройствах и машинах. Основные параметры таких Р.:  $X_{cp}$  — пороговое значение действующей величины; длительность импульса  $\tau$ , необходимая для работы элемента, в зависимости от значения действующей величины:  $\tau = f(X)$  [часто можно считать, что  $\tau = k/(X - X_{cp})$ , где  $k$  — почти постоянная величина]; величина амплитуды эдс  $e_m$  выходного сигнала и величина энергии выходного

импульса  $w = \int_0^{\tau} eidt$  (где  $i$  — ток). Существенны также зависимости  $X_{cp}$ ,  $\tau$  и  $e_m$  от темп-ры.

Лит.: 1) Витенберг М. И., Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматки и связи, 2 изд., М.—Л., 1961; 2) Пик Р., Уэйгар Г., Расчет коммутационных реле, пер. с англ., М.—Л., 1961; 3) Сотсков В. С., Элементы телемеханической и автоматической аппаратуры, М.—Л., 1938, ч. 1 — Реле; 4) его же, Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, М.—Л., 1950; 5) его же, Основы расчета и проектирования электроэлектрических элементов автоматических и телемеханических устройств автомата, М., 1959; 6) Ступель Ф. А., Расчет и конструкция электромагнитных реле, М.—Л., 1950; 7) его же, Электроэлектрические реле, Харьков, 1956. Б. С. Сотсков.

**РЕЛЕЙНЫЕ СХЕМЫ** (релейные устройства — Р. у.) — устройства, к-рые в рассматриваемые моменты времени могут находиться лишь в одном из конечного числа возможных состояний и для работы к-рых существенно лишь конечное число состояний (во многих случаях два состояния) его входов и выходов. Входными и выходными параметрами Р. у. могут быть высокий и низкий уровень напряжения, давления воздуха, интенсивности светового потока и т. п.; замкнутое и разомкнутое состояние контактов; наличие и отсутствие импульса и т. д.

Р. у. обычно содержит релейные элементы, характерное свойство к-рых — скачкообразное обратимое изменение значений их выходных параметров в моменты, когда входные параметры достигают определенных заданных значений. Это свойство релейных элементов не зависит от характера (непрерывного или скачкообразного) изменения значений входных параметров. Примеры релейных элементов — электроэлектрич. реле, триггеры, магнитные элементы с прямоугольной петлей гистерезиса,

тиратроны и др. Р. у. в большинстве случаев содержат также элементы, не являющиеся релейными, но работающие в релейном режиме: логические схемы [конъюнкция (схема совпадения), дизъюнкция (схема разделения)], инверторы, усилители и др. Любой элемент содержит реагирующий орган, воспринимающий сигнал, подаваемый на вход элемента, и исполнительный орган, выдающий выходной сигнал. Напр., реагирующий орган электромеханич. реле — его обмотка, по к-рой проходит электрич. ток, вызванный поданным на реле напряжением, а исполнит. орган — его контакты, образующие замкнутую или разомкнутую электрич. цепь.

Р. у. представляет совокупность функционально связанных между собой элементов, работающих в релейном режиме. Р. у. перерабатывает последовательность входных дискретных сигналов (внешние воздействия) в последовательность выходных дискретных сигналов (исполнит. сигналы). Закон преобразования входных последовательностей в выходные наз. алгоритмом функционирования Р. у.

В общем случае Р. у. содержит воспринимающие элементы  $A_i$ , управляемые внешними входами; исполнительные элементы  $Z_k$ , выдающие вырабатываемые устройством выходные сигналы управления, и промежуточные (вторичные, внутренние) элементы  $X_j$ , осуществляющие обратные связи, требуемые для реализации заданного алгоритма функционирования Р. у. Реагирующие органы элементов, как и сами элементы, обычно обозначают большими буквами  $A$ ,  $X$ ,  $Z$ , а их исполнит. органы — соответствующими малыми буквами  $a$ ,  $x$ ,  $z$ . Структура Р. у. определяется составом входящих в них элементов и функциональными связями между ними.

Пример простейшего Р. у. — схема включения настольной лампы, содержащая кнопку или выключатель в качестве воспринимающего элемента и лампу в качестве исполнит. элемента. Автоматич. телефонные станции, универсальные вычислит. машины и системы телемеханики — примеры сложных многоэлементных многофункциональных Р. у.

Основные задачи, возникающие при проектировании, изготовлении и эксплуатации Р. у.: 1) задача синтеза, заключающаяся в получении структуры Р. у. по заданным для него условиям работы; 2) задача анализа, состоящая в определении по заданной структуре Р. у. условий работы реагирующих органов всех промежуточных и исполнит. элементов.

При решении задачи синтеза определяются условия работы Р. у. путем изучения подлежащего автоматизации технологич. процесса; затем формулируются (обычно в виде словесного описания) зависимости между требуемой последовательностью значений выходных сигналов и заданной последовательностью значений сигналов на входах. Полученное словесное задание записывается в форме к.-л. таблиц (напр., таблиц включений или переходов) [1, 2].

Следующий этап синтеза Р. у. — определение минимального числа вторичных элементов (обратных связей), необходимых для реализации заданной зависимости выходных последовательностей от входных. Такой выбор должен производиться с учетом исключения неправильной работы Р. у. вследствие неодинаковых времен срабатывания или отпущения (задержек) одновременно работающих вторичных элементов (исключения т. н. критических состояний). Состояния исключаются, напр., в том случае, если в процессе работы Р. у. каждый раз будет изменять свое состояние только один из вторичных элементов. Если окажется, что реализация заданных последовательностей входных и выходных воздействий может быть осуществлена без вторичных элементов, то проектируемое Р. у. будет однократным, или устройством без памяти. В противном случае Р. у. наз. многократным, или устройством с памятью.

После выбора числа вторичных элементов и указания условий их включения и отключения составляется таблица состояний, в к-рой всем возможным комбинациям состояний воспринимающих элементов  $A_i$  (или их исполнит. органов  $a_i$ ) и исполнит. органов  $x$ ; промежуточных элементов сопоставляются соответствующие им комбинации рабочих (включенных), запрещенных (отключенных) и безразличных состояний воспринимающих органов промежуточных  $X_j$  и исполнитель-

ных  $Z_k$  элементов. Таблица состояний служит исходным материалом для построения структуры Р. у. Этому должен предшествовать выбор системы логики элементов для реализации логич. части структуры и вторичных элементов — для обратных связей. Напр., при выборе в качестве элементов синтезируемой структуры электромеханич. реле обратные связи осуществляются вторичными реле благодаря присущей им задержке на включение и отключение, а логич. часть Р. у. строится на контактах реле. Если вторичными элементами служат триггеры или линии задержки, то логика может быть построена, напр., на диодных схемах совпадения и разделения. Выбранная система логики элементов должна быть функционально полной, т. е. обеспечивать реализацию любой таблицы состояний (см. Логические схемы).

Из множества структур, соответствующих одной и той же таблице состояний, обычно выбирают ту, к-рая содержит по возможности минимальное число элементов. При этом необходимо учитывать требование исключения состояний в исполнительных цепях и логич. части структуры, к-рые могут вызвать неправильную работу Р. у.: во время переключения (изменения состояния выхода) к.-л. элемента может образоваться кратковременная ложная цепь или, наоборот, появиться кратковременный разрыв цепи; в первом случае указанная цепь может привести к ложному срабатыванию одного или неск. элементов устройства, а во втором — к ложному их отключению (запиранию). Исключение состояний в исполнит. цепях требует, как правило, увеличения числа логич. элементов, образующих структуру Р. у.

Наиболее разработаны методы получения структур с одним выходом, содержащих минимальное число параллельно и последовательно включенных контактов и структур на логич. элементах «И» (совпадение), «ИЛИ» (разделение) и инверторах [2]. Для построения контактных структур типа «дерево» с  $k$  выходами ( $k > 1$ ) используется графич. метод синтеза [3]. По этому методу к каждому выходному узлу структуры подключается переключающий контакт одного из воспринимающих или вторичных реле. Таким образом получается  $2k$  новых узлов, для каждого из к-рых находится (по ф-циям выходных узлов) его ф-ция, после чего каждая группа узлов с одинаковыми ф-циями заменяется одним узлом. К полученным после этого  $k_1 \leq 2k$  узлам подключаются контакты другого реле, затем снова объединяются вместе группы узлов с одинаковыми ф-циями и т. д. Процесс заканчивается после введения (аналогичным образом) контактов последнего реле. Ограничение графич. метода — одинаковый для всех цепей структуры порядок расположения контактов реле. От этого недостатка свободен комбинаторный метод [4]. Суть этого метода состоит в том, что на каждом шаге построения структуры выбирается контакт или группа контактов, реализующих наибольшее число рабочих и запрещенных состояний ф-ций узлов, к к-рым эти контакты подключаются. Комбинаторный метод принципиально позволяет получать структуры с меньшим числом контактов, чем графич. метод, но мало пригоден для решения задач вручную.

Заключит. этап синтеза Р. у. — проверка полученной структуры с точки зрения нагрузочной способности, требуемых значений различных коэфф. запаса и др. критич. параметров отдельных элементов. После такой проверки, расчета и внесения соответствующих корректив можно проводить монтаж Р. у. и его опробование.

При проектировании Р. у. существенное значение имеет учет безразличных состояний выходов и неиспользуемых состояний входов, а также переходов от одного состояния входов к другому. Такой учет позволяет уменьшить число вторичных элементов, необходимых для реализации заданных условий работы устройства, и упростить структуру последнего.

Задача анализа — проверка правильности решения задачи синтеза — состоит в определении по полученной структуре Р. у. тех комбинаций состояний воспринимающих элементов  $A$  (или их исполнит. органов  $a$ ) и исполнит. органов  $x$  вторичных элементов, при к-рых образуются цепи срабатывания реагирующих органов вторичных  $X$  и исполнительных  $Z$  элементов. Такого анализа вполне достаточно для однократных Р. у. Для многократных устройств необходимо определить последовательности действия вторичных и исполнит. элементов в зависимости от последовательностей действия воспринимающих элементов, чтобы убедиться в том, что в процессе синтеза правильно осуществлен переход от таблицы включений (или таблицы переходов) к таблице состояний. Построение указанных последовательностей однозначно осуществляется по полученной на первом этапе анализа таблице состояний или непосредственно по структурным ф-лам цепей, воздействующих на реагирующие органы вторичных и исполнит. элементов [2]. Полученные при этом последовательности необходимо сравнить с заданной при синтезе таблицей включений или таблицей переходов.

Значительное внимание уделяется вопросам автоматизации процессов проектирования многоэлементных многофункциональных Р. у. как при помощи универсальных вычислит. машин, так и путем создания специализированных машин для анализа и синтеза структур Р. у. [3, 4, 5].

Лит.: 1) Гаврилов М. А., Теория релейно-контактных схем, М.—Л., 1950; 2) Колдуэлл С., Логический синтез релейных устройств, пер. с англ., М., 1962; 3) Рогинский В. Н., Элементы структурного синтеза релейных схем управления, М., 1959; Графический метод построения контактных многополюсных схем, в сб.: Проблемы передачи инфор-

мации, вып. 1, М., 1959; 4) Свобода Ф., Синтез релейных схем при помощи машин, «Автоматика и телемеханика», 1957, т. 18, № 3; 5) Пархоменко П. П., Анализ релейных схем при помощи машины, там же, 1959, т. 20, № 4.

П. П. Пархоменко.

### РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА — см.

*Относительности теории.*

### РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — см.

*Ковариантность.*

### РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА —

обобщение квантовой механики на релятивистскую область, т. е. теория, считающая не равными нулю одновременно две фундаментальные константы:  $\hbar$  и  $1/c$ . Обычно понимается в более узком смысле, как Р. к. м. одной частицы во внешнем поле.

Попытки построить релятивистскую квантовую теорию, справедливую для одной частицы, достигшие наибольшего успеха в Дирака уравнении, показали логич. непоследовательность постановки релятивистской задачи одной частицы: даже при рассмотрении энергий, меньших ее массы покоя, потребовалось допустить, что все отрицательные уровни энергии заняты другими частицами. При больших энергиях проявляется наиболее характерная особенность Р. к. м. — возможность рождения и уничтожения частиц. Поэтому последовательная Р. к. м. может строиться лишь как механика с переменным числом частиц. Многочисленные плодотворные применения Р. к. м., исходящей из уравнения Дирака, долго основывались на сочетании этого уравнения с нек-рыми дополнительными правилами (теория дырок и т. п.). Последовательная теория строится на основе формализма вторичного квантования как квантовая теория полей, в к-рой уравнение Дирака удовлетворяют операторы электронно-позитронного поля, а в случае полей со спином, отличным от  $\hbar/2$ , операторы поля удовлетворяют другим релятивистским уравнениям: Клейна — Фока — Гордона уравнению в случае спина нуль и т. п.

**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ МЕХАНИКА** — см. *Относительности теории.*

### РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА — см.

*Относительности теории.*

### РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ — физич. явления,

заметные лишь при скоростях тел, сравнимых со скоростью света (см. *Относительности теории*).

**РЕМ** (rem) — встречающееся в иностранной литературе наименование биологич. эквивалента рентгена (см. *БЭР*).

**РЕНИЙ** (Rhenium) Re — хим. элемент VII гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 75, ат. в. 186,2. Природный Р. состоит из 2 изотопов: стабильного  $\text{Re}^{185}$  (37,07%) и  $\beta^-$ -радиоактивного  $\text{Re}^{187}$  (62,93%,  $T_{1/2} = 10^{11}$  лет). Из искусственных изотопов применяется  $\text{Re}^{186}$  ( $T_{1/2} = 3,7$  дня). Электронная конфигурация  $5d^5 6s^2$ . Энергия ионизации ( $\text{эв}$ )  $\text{Re}^0 \rightarrow \text{Re}^+ \rightarrow \text{Re}^{2+}$  7,87 и 16,6.

Р. — тугоплавкий серебристо-белый металл, кристаллич. решетка гексагональная плотноупакованная:  $a = 2,760 \text{ \AA}$ ,  $c = 4,458 \text{ \AA}$ . Атомный радиус  $1,37 \text{ \AA}$ , ионные радиусы ( $\text{ \AA}$ )  $\text{Re}^{4+}$  0,68,  $\text{Re}^{6+}$  0,55. Плотность  $21,02 \text{ г/см}^3$  ( $20^\circ$ , темп-ра в  $^\circ\text{C}$ ),  $t_{\text{пл}}$   $3180^\circ$ ,  $t_{\text{кип}}$   $5900^\circ$ , теплота плавления  $7,9 \text{ ккал/г-ат}$ . Упругость насыщенного пара  $p$  (мм рт. ст.) при абс. (Т) темп-ре:  $\lg p = 10,4038 - 40865 T^{-1}$  (от 2490 до  $3000^\circ\text{K}$ ), при  $t_{\text{пл}} p = 27,6$ . Уд. теплоемкость  $0,033 \text{ кал/г-град}$  ( $20^\circ$ ). Коэфф. линейного расширения  $6,7 \cdot 10^{-6}$  ( $20 - 1000^\circ$ ). Уд. электросопротивление  $21,1 \text{ мком}\cdot\text{см}$  ( $20^\circ$ ). Темп-рный коэфф. электросопротивления  $3,11 \cdot 10^{-3}$  ( $0^\circ$ ). Работа выхода  $4,8 \text{ эв}$ . Парамагнитен, уд. магнитная восприимчивость  $3,7 \cdot 10^{-6}$  ( $20^\circ$ ). Обладает высокими механич. свойствами, к-рые сохраняются до высоких темп-р, модуль упругости ( $\text{кг/мм}^2$ ) 47300

( $20^\circ$ ), 37800 ( $900^\circ$ ); твердость ( $\text{кг/мм}^2$ ) отожженного Р. 274 ( $20^\circ$ ), 144 ( $1000^\circ$ ); предел прочности отожженного Р. 115  $\text{кг/мм}^2$  ( $20^\circ$ ). Поддается холодной обработке. Может быть вытянут в проволоку или прокатан в фольгу, относ. удлинение отожженного Р. 25—28%. Сильно подвержен наклепу, относит. удлинение деформированного Р. лишь 2%, твердость наклепанного Р. 900  $\text{кг/мм}^2$  ( $20^\circ$ ).

Р. обладает высокой коррозионной устойчивостью (на воздухе не тускнеет). Проявляет валентности +1,3—7 и —1. Высшие окислы, из к-рых наиболее важен  $\text{Re}_2\text{O}_7$ , летучи. Применяется как легирующая добавка для повышения жаропрочности, материал для электроконтактов, износостойчивый материал, интенсификатор горения в двигателях, материал гальванич. покрытий и как катализатор.

Лит.: 1) Лебедев К. В., Рений, М., 1960; 2) Друде И., Рений, пер. с англ., М., 1951; 3) Джаффи Р. (и др.), Рений и тугоплавкие металлы платиновой группы, пер. с англ., М., 1963; 4) Рений. Труды Всесоюзного совещания по проблеме рения, 26—27 мая 1958 г., М., 1961.

А. М. Егоров.

**РЕННЕРА ЭФФЕКТ** — расщепление дважды вырожденных электронных уровней линейных многоатомных молекул, обусловленное взаимодействием электронного движения с деформационными колебаниями. Р. э. необходимо учитывать наряду со спин-орбитальным взаимодействием при интерпретации электронных спектров простейших многоатомных молекул, имеющих линейные равновесные конфигурации. Р. э. предсказан и рассчитан Р. Реннером (R. Kerner) в 1934 г., обнаружен в электронных спектрах поглощения молекулы  $\text{NH}_2$  Д. Рамзеем в 1956 [1].

Лит.: 1) Dressler K., Ramsay D., «Philos. Trans. Roy. Soc. London A», 1959, v. 251, p. 553; 2) Houghen J. T., «J. Chem. Phys.», 1962, v. 36, № 2, p. 519—34, 1874—81; 3) Herzberg G., «ICSU Review», 1962, v. 4, p. 179—83.

М. А. Ельшичев.

**РЕНТГЕН** (р, р) — внесистемная единица экспозиционной дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучений. Экспозиционная доза характеризует ионизацию в воздухе в поле источника рентгеновского или  $\gamma$ -излучения. Экспозиционная доза равна 1 р, если сопряженная с рентгеновским или  $\gamma$ -излучением корпускулярная эмиссия образует на  $0,001293 \text{ г}$  воздуха ионы, несущие заряд в одну электростатич. единицу количества электричества каждого знака. В Международной системе единиц (СИ) единица экспозиционной дозы равна 1 кулон на кг ( $\text{к/кг}$ ); размер рентгена:  $1 \text{ р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ к/кг}$ . Р. воспроизводится с помощью эталонных установок, главная часть к-рых — воздушная ионизационная камера. Единицы  $\text{к/кг}$  и Р. могут применяться для излучений с энергией квантов до  $0,5 \text{ пдж}$  (около  $3 \text{ Мэв}$ ).

Лит.: 1) ГОСТ 8848—63; 2) Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) Radiation quantities and units. International Commission on Radiological Units and Measurements. Report 10a, 1962 (Nat. Bureau of Stand. USA. Handbook 84).

К. К. Аглинцев.

**РЕНТГЕНА ОПЫТ** — один из классич. экспериментов по электродинамике движущихся сред, в результате к-рого было доказано, что ток связанных зарядов, возникающий при движении наэлектризованного диэлектрика, по своему магнитному действию тождествен с током проводимости и с током свободных зарядов.

Схема опыта аналогична схеме Эйхенвальда опыта: круглый диэлектрич. (эбонитовый или стеклянный) диск вращается вокруг своей оси между обкладками плоского конденсатора. Если конденсатор заряжен, то диэлектрик поляризуется и на его поверхности возникают связанные заряды, к-рые при вращении диска создают ток. Наличие этого тока обнаруживается по отклонению чувствительной магнитной стрелки, помещенной вблизи прибора. При изменении напряжения на обкладках конденсатора или при изменении направления вращения диэлектрика ток ме-

яется на обратный. Ввиду малости величины тока (он пропорционален  $v/c$ , где  $v$  — скорость движения поверхности наэлектризованного диэлектрика,  $c$  — скорость света) точные количественные измерения Рентген не смог осуществить. Более точные измерения были проведены А. Эйхенвальдом, к-рый количественно подтвердил наличие тока связанных зарядов, входящего в *Максвелла уравнения* для движущихся диэлектриков в виде «тока Рентгена» с плотностью  $j = (-\operatorname{div} P) \cdot v$ , где  $v$  — скорость движения данного элемента объема диэлектрика, а  $P$  — его поляризация.

Рентген обнаружил также ток поляризации, обусловленный изменением поляризации диэлектрика со временем. Чтобы исключить в этом случае влияние тока связанных зарядов («тока Рентгена») на магнитную стрелку, диск приводился во вращение между обкладками двух рядом расположенных конденсаторов, в к-рых поле было одинаковым по величине, но противоположным по направлению. Поэтому в момент прохождения через щель между этими конденсаторами поляризация диэлектрика изменялась от  $+P$  до  $-P$ . Точные количественные измерения этого тока были также проведены в опытах Эйхенвальда; в ур-ния электродинамики движущихся сред этот ток входит в виде  $j = \partial P/\partial t$ .

Лит.: 1) Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936; 2) Хвольсон О. Д., Курс физики, т. 5, Берлин, 1925. С. Н. Столяров.

**РЕНТГЕНМЕТР** — прибор для измерения дозы в рентгенах или мощности дозы облучения в рентгенах/сек. Р. обычно состоит из *ионизационной камеры* и *лампового измерительного прибора*.

**РЕНТГЕНОВСКАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ** — установление наличия, местонахождения и размеров внутри дефектов в материалах и изделиях, просвечиваемых рентгеновскими лучами. Р. д. основана на различии ослабления энергии рентгеновских лучей при их прохождении сквозь участки изделия разной плотности и протяженности в направлении просвечивания. На основании опытных данных для некоторых материалов установлена примерная толщина просвечиваемого слоя в зависимости от напряжения на рентгеновской трубке, а также фокусного расстояния, силы анодного тока и времени экспозиции. Так, при напряжении на трубке 200 кэ практически просвечиваются: алюминиевые пластины толщиной до 350 мм, стальные — до 70 мм, медные — до 50 мм. В промышленности применяют 4 метода Р. д.: наиболее распространенный — *фотографический*, с получением изображения на рентгеновской пленке; *визуальный*, с получением изображения на экране; *ионизационный*; *флуорографический*. При визуальном методе экспериментатор рассматривает светотеневую картину на рентгеновском экране; чувствительность метода ниже фотографического. Ионизационный метод основан на измерении интенсивности прошедшего через исследуемый объект рентгеновского излучения с помощью ионизационной камеры; величина тока в камере регистрируется гальванометром или электрометром. Метод применяется преимущественно для обнаружения крупных дефектов.

Лит.: 1) Трапезников А. К., Рентгено-дефектоскопия, М., 1948; 2) Уманский Я. С. [и др.], Рентгенография, М., 1951.

**РЕНТГЕНОВСКАЯ КАМЕРА** — точный оптико-механич. прибор для регистрации на фотопленку рентгеновской дифракционной картины от исследуемого образца. Разнообразие и специализация Р. к. обусловлены большой дифференциацией рентгено-структурных исследований (см. *Рентгеновский структурный анализ*). Весь комплекс приборов подразделяется на Р. к. для исследований в поли-

кристаллов и Р. к. для исследования кристаллов.

Любая Р. к. — это совокупность узлов: а) система выделенная и коллимация первичного пучка, б) система держателя образца и механизм, осуществляющий его движение, в) узел крепления цилиндрической или плоской пленки, г) защита пленки и окружающего пространства от воздействия рассеянного и прямого рентгеновского излучения. Устройство этих узлов однотипно в различных Р. к.

Коллиматор представляет собой систему трех соосных отверстий; 2 первых определяют расходимость первичного пучка (если используется вся проекция фокуса рентгеновской трубки, 1-я диафрагма отсутствует); 3-е отверстие, не коллимируя первичный пучок, поглощает дифракционное рассеяние материалом 2-й щели.

Механизм установки камеры у рентгеновской трубки может быть выполнен как нек-рый узел, имеющий жесткое соединение с рентгеновской трубкой, или как часть Р. к., устанавливаемая на подставке рентгеновской установки с последующей юстировкой ее положения у трубки. Вторые системы более широко применяются.

Механизм вращения — колебания образца. В Р. к. для исследования поликристаллов вращение (колебание) увеличивает число кристаллитов, попадающих в отражающее положение, что позволяет получать более равномерную плотность дифракционной линии. В методах исследования монокристаллов вращение (колебание) образца осуществляет вывод кристалла в отражающее положение (пересечение угла обратной решетки со сферой отражения).

Р. к. для исследований при нормальных температурах и давлениях.

Р. к. для исследования поликристаллов. Р. к. Дебаева предназначена для исследования фазового состава образца, изменений спектра межплоскостных расстояний из-за различных физико-химич. факторов и т. д. (см. *Дебая — Шеррера метод*). Дебаевская Р. к. представляет собой цилиндрич. кассету (рис. 1); на оси цилиндра помещается исследуемый образец.

Перпендикулярно оси вращения падает коллимированный пучок рентгеновских лучей. Интервал регистрации углов

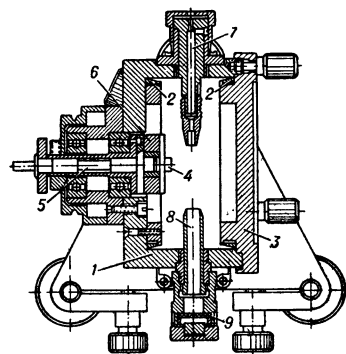


Рис. 1. Дебаевская рентгеновская камера: 1 — корпус — кассета; 2 — механизм прижима пленки; 3 — крышка рентгеновской камеры, обеспечивающая ее светонепроницаемость; образец устанавливается на столике 4, связанном с осью вращения 5 посредством постоянного магнита 6; 7 — коллиматор; 8 — лупа неиспользуемого рентгеновского излучения; 9 — флуоресцирующий экран для контроля пучка.

отражения от  $-4^\circ$  до  $-84^\circ$  [1]. Величина диаметра цилиндрич. кассеты выбирается кратной радиану, что упрощает последующие расчеты снимка. Увеличение диаметра повышает разрешение снимка, но существенно увеличивает время съемки (пропорционально  $R^2 - R^3$ ).

Для исследований поликристаллов широко применяются фокусирующие методы. Эта Р. к. (с расходящимся пучком) применяется для тех же целей, что и дебаевская Р. к., но при этом обеспечивается большая интенсивность дифракционных линий при большем линейном разрешении. Общее условие фокусировки: расположение на одной цилиндрич. поверхности узкой щели (фокуса рентгеновской трубки), образца (изогнутого или плоского) и фотопленки [3].

Р. к. экспрессной съемки (экспозиции порядка неск. минут) (рис. 2): плоский образец, плоская кассета, фокусируются лишь дифракционные линии в определенном интервале углов  $\theta$  от  $10^\circ$  до  $30^\circ$  (для проведения фазового анализа) и от  $60^\circ$  до  $86^\circ$  (до прецизионных измерений).

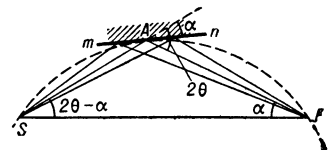


Рис. 2. Схема фокусировки в рентгеновской камере экспрессной съемки при рентгенографировании под малыми углами: m — n — образец; F — фокус рентгеновской трубки;  $\theta$  — угол отражения дифракционной линии; S — точка ее фокусировки.

Р. к. Зеемана — Болина (рис. 3): изогнутый образец и цилиндрическая кассета; за счет этого достигается фокусировка дифракционных линий в значит. интервале углов. Снимок в Р. к. Зеемана — Болина охватывает область дифракции от  $15^\circ$  до  $89^\circ$ , но линии, регистрируемые под малыми углами, сильно размыты и искривлены за счет косоуго падения рентгеновских лучей на пленку [2]. Р. к. Престона (рис. 4) — видоизменение Р. к. Зеемана — Болина. Интервал регистрации дифракционных линий  $60-88^\circ$  [1].

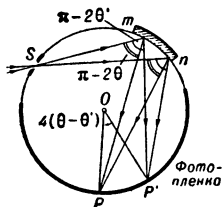


Рис. 3. Рентгенооптическая схема рентгеновской камеры Зеемана — Болина:  $m$  — образец;  $S$  — щель коллиматора;  $P$  и  $P'$  — положение на пленке рефлексов с углами дифракции  $\theta$  и  $\theta'$ ;  $OP = OP'$  — радиус рентгеновской камеры.

Р. к. для исследования монокристаллов. В таких Р. к. в качестве держателя образца применяется гониометрич. головка, представляющая собой 2 взаимно-перпендикулярных дуговых сектора с отсчетным устройством. Перемещение по дугам позволяет изменять ориентацию кристалла в пространстве. С гониометрич. головкой обычно совмещен узел центрировки кристалла в Р. к.

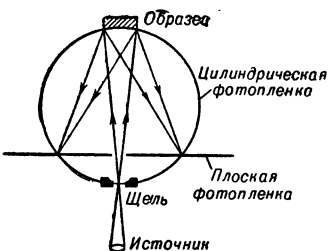


Рис. 4. Схема общего принципа фокусировки для обратной съемки в рентгеновской камере Престона (цилиндрич. пленка) и рентгеновской камере для обратной съемки (РКОС).

но оси, перпендикулярной первичному рентгеновскому пучку, и наклоны кристалла по дугам гониометрич. головки. При съемке в Р. к. Лауэ используются неподвижный кристаллом и (обычно) полихроматич. излучением.

Р. к. в вращения и колебания служит для получения сведений о симметрии и величине векторов обратной

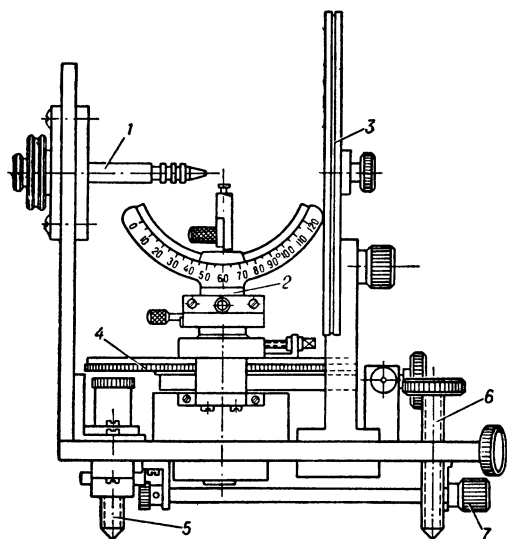


Рис. 5. Рентгеновская камера РКОС по схеме Лауэ: 1 — коллиматор; 2 — гониометрич. головка; 3 — кассета; 4 — лимб отсчета и поворотное устройство; 5, 6, 7 — механизм установки камеры у рентгеновской трубки.

решетки (см. *Вращающегося кристалла метод*) [1, 5]. Камера снабжена мотором и приводом, осуществляющим вращение или колебание в заданном угловом интервале с постоянной угловой скоростью (рис. 6). Для установки ограниченных кристаллов и центрировки неограниченных в Р. к. вращения обычно предусмотрена оптич. система, работающая по схеме микроскопа (детальный просмотр образца, центрировка и т. д.)

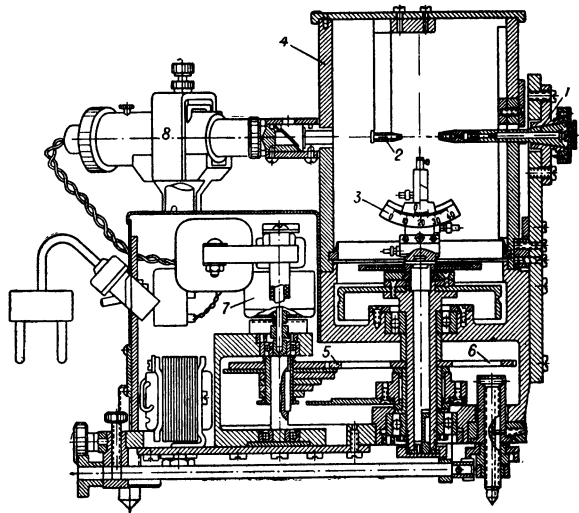


Рис. 6. Рентгеновская камера РКВ-86 вращения и колебания: 1 — коллиматор; 2 — ловушка неиспользуемого рентгеновского излучения; 3 — гониометрич. головка; 4 — цилиндрич. кассета; 5-6 — шестерни вращения образца от мотора 7; 8 — оптическая юстировочная система.

и по телескопич. схеме, что совместно с оптич. коллиматором превращает Р. к. в однокружной оптич. гониометр. Р. к. колебания типа РКОП (камера для определения периодов идентичности монокристаллов), представленная на рис. 7, широко применяется для исследования неограниченных кристаллов. Эта Р. к. допускает повороты кристалла вокруг трех осей, чего нет в Р. к. вращения, Лауэ и т. д. Видоизменением Р. к.

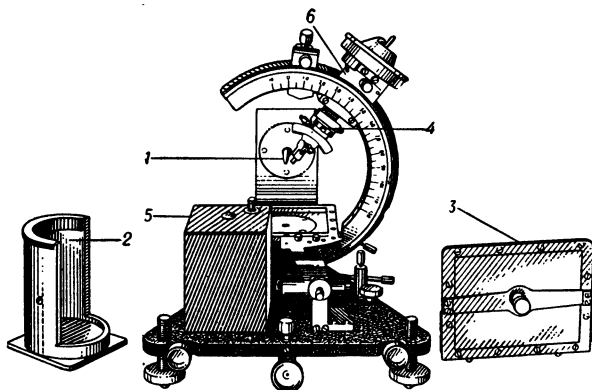


Рис. 7. Рентгеновская камера (РКОП): 1 — коллиматор; 2 и 3 — полуцилиндрическая и плоская кассеты (сняты с камеры); 4 — гониометрич. головка; 5 — механизм колебания дуги; 6 — механизм поворота оси гониометрич. головки и смещения ее по дуге.

колебания может служить камера с расходящимся пучком рентгеновских лучей; в этом случае рентгенограмма колебания получается при неподвижном кристалле [6].

Р. к. с движущейся пленкой — гониометры — служат для изучения текстур и для получения разверток слоев линий рентгенограмм вращения, обеспечивая однозначность индентификации рефлексов (см. *Рентгеновский гониометр*).

Р. к. для исследования при различных температурах.

В ряде исследований необходимо производить рентгено-съемку при определенном темп-рном режиме образца [1, 3, 11]; для этого применяются темп-рные Р. к. с дополнит. узлами — термостатами, системой защиты образца и механизмов камеры от тепла (холода) и т. д. Темп-рный режим (стабилизация, ве-

личина градиентов и т. д.) выбирается, исходя из задач эксперимента, и определяет конструкцию (с учетом методики рентгено съемки) термостата Р. к.

Р. к. для температур выше комнатной [1]. Применяют нагрев образца обдуванием, горячим газом, нагрев за счет лучеспускания внутри полости электрич. печи, нагрев электрич. током, пропускаемым через образец, высокочастотный разогрев, разогрев бомбардировкой электронным пучком и т. д. Можно наметить целесообразные интервалы темп-рых Р. к.: Р. к. для работы до 80—90° С (термостатирование всей камеры); до 400—500° С (рис. 8) в большинстве случаев можно работать в атмосфере воздуха; до 1000—1400° С необходимы

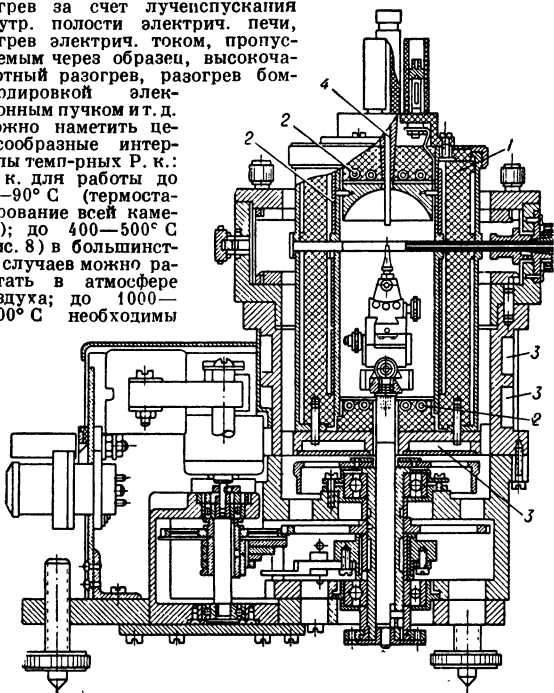


Рис. 8. Темп-рная рентгеновская камера для исследования поли- и монокристаллов (нулевой слоевой линии): 1 — термостат, нагреваемый электрич. печью; 2; 3 — система охлаждения рентгеновской камеры; 4 — термопара.

вакуум или защита нейтральным газом от окисления образца и деталей Р. к.; Р. к. для более высоких темп-р.

В Р. к. для температур ниже комнатной используются методы охлаждения образца за счет теплового контакта с охлаждаемой поверхностью, обдувкой образца охлажденным сухим газом, обливанием образца сжиженными

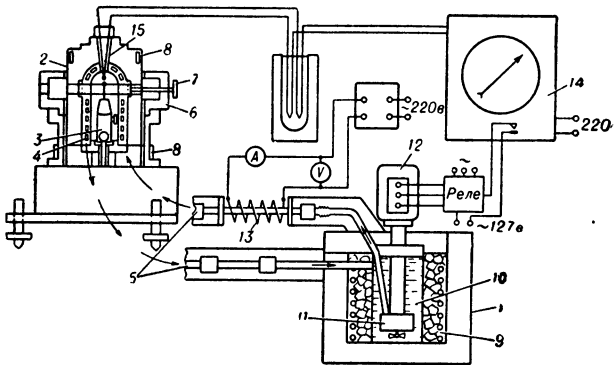


Рис. 9. Система термостатирования темп-рной рентгеновской камеры с жидкостным охлаждением: 1 — термостат охлаждения жидкостями; 2 — рентгеновская камера; 3 — гониометрич. головка; 4 — термостат рентгеновской камеры; 5 — трубопроводы; 6 — кассета; 7 — коллиматор; 8 — нагреватель Р. к.; 9 — охлаждающее вещество; 10 — жидкость-хладагент; 11 — насос, перегоняющий жидкость, и его мотор; 12; 13 — нагреватель охлажденной жидкости для получения промежуточных темп-р; 14 — электронный потенциометр-терморегулятор; 15 — термопара.

газами и т. д. В зависимости от охлаждающего вещества наметились Р. к. для следующих темп-рных диапазонов: до темп-р —5°—0° С с охлаждением током жидкости (газа) (рис. 9) при темп-ре льда; темп-р от —50° до —60° С — потоком жидкости (газа) охлажденной твердой углекислотой; до темп-р от —160°

до —180° С — охлаждение жидким азотом; более низкие темп-ры достигаются охлаждением жидким Не или Н<sub>2</sub>. В связи с развитием полупроводниковых приборов (термобатарей) можно создавать низкотемпературные Р. к., вводя холодильную машину малого размера непосредственно в рентгеновскую камеру, с перекрытием области темп-р в широком интервале (интервал от +50° до —50° С возможен уже в наст. время) [7].

В темп-рных Р. к. защита образца от окисления и от обмерзания (при осаждении на нем паров воды, масла и т. д.) обеспечивается созданием вакуума, наполнением осушенным инертным газом и т. д.

Р. к. для исследований при высоких давлениях.

В Р. к. этого типа, как и в темп-рных Р. к., добавляется камера высокого давления (рис. 10). Камера высокого давления изготавливается из прочных материалов, мало поглощающих рентгеновские лучи (Fe, алмаз). Давление в камере создается обычно нажимными винтами, поршнями и т. д.; для передачи давления часто используются жидкостями или веществами, переходящими в жидкое состояние при повышении давления (Li). Т. к. объем высокого давления мал (порядка неск. мм<sup>3</sup>), то методика рентгенографирования сравнительно проста, а достигаемые давления — сотни тысяч кг/см<sup>2</sup> [8].

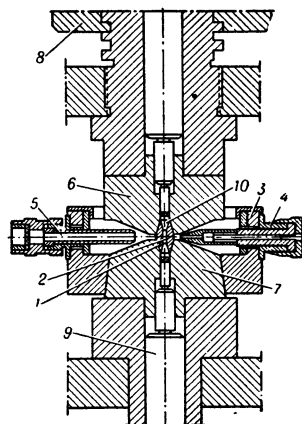


Рис. 10. Рентгеновская камера высокого давления: 1 — камера высокого давления; 2 — образец; 3 — кассета; 4 — коллиматор; 5 — ловушка; 6 и 7 — поддержка камеры высокого давления; 8 — нажимная гайка, связанная с поршнем; 9; 10 — среда, передающая давление.

Р. к. с монохроматорами излучения.

В ряде задач Р. к. применяются совместно с монохроматорами рентгеновского излучения. Монохроматор является или конструктивно отдельным узлом, или вводится в конструкцию камеры. В качестве кристалл-монохроматоров применяют плоские и изогнутые (постоянный или переменный радиус изгиба) кристаллы [3]. Кроме изгиба по цилиндрич. поверхности (сходимость лучей в линию), применяют точечные монохроматоры (сходимость в точку), что достигается комбинацией двух цилиндрических монохроматоров или кристаллом двойной кривизны (рис. 11). Изогнутые кристалл-монохроматоры эффективно применяют в фокусирующих методах съемки.

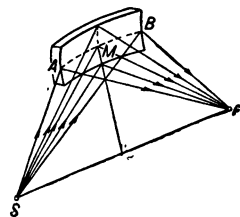


Рис. 11. Фокусировка рентгеновских лучей кристаллом двойной кривизны: АМВ — кристалл-монохроматор; S — острофокусный источник рентгеновских лучей; В — изображение источника.

Р. к. малоуглового рассеяния применяют для изучения рассеяния в области обратной решетки вблизи угла 000, т. е. в непосредств. близости от первичного пучка. Эта задача в описанных выше камерах не решается и в-на рассеяния, создаваемого коллиматором. Возможность исследования под малыми углами реализуется только спец. коллимацией. Употребляются коллиматоры, сводящие пучок либо в линию, либо в точку, для чего используются след. системы: а) острый источник рентгеновских лучей, коллимация малыми (микронными) щелями, разнесенными на большое расстояние, что определяет весьма малую расходимость первичного пучка; регистрируемая область рассеяния — в обе стороны от пучка; б) острый источник рентгеновских лучей, коллимация ширмами и плоской пластиной, в этой же плоскости находится источник

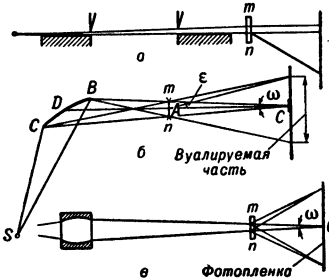


Рис. 12. Система коллимации при малоугловых исследованиях: а — использование плоскости как коллиматора; б — изогнутый монохроматор CDB как коллиматор (угол ω сильно увеличен); в — бочкообразный точечный монохроматор; т — n — образец; S — острофокусный источник; ω — угол сходимости рентгеновских лучей; С — точка фокусировки первичного д-ча.



точник, рассеяние материалом пластины задерживается на ее же поверхности за счет микронеровностей, регистрация односторонняя; в) использование остроконечного пучка от изогнутого монохроматора (рис. 12, а, б, в). В малоугловых Р. к. обычно лучи проходят от образца к детектору излучения через вакуум (форвакуум).

#### Р. к. для исследования реальной структуры монокристаллов.

Разработаны методы выявления нарушений в монокристаллах с плотностью дислокаций не выше  $10^4 \text{ см}^{-2}$ . Наиболее широкое применение получил метод Ланга [12]. В Р. к. Ланга узкий коллимированный пучок попадает на кристалл определенной толщины, находящийся в отражающем положении, и фиксируется на мелкозернистой фотопленке (рис. 13). Пленка и образец перемещаются поступательно, синхронно с большой точностью, обеспечивая регистрацию дефектов по большому полю кристалла [13].



Рис. 13. Схема рентгенодифракционного микроскопа по Лангу:  $F$  — тонкий источник рентгеновских лучей;  $K_{\alpha_1}$  и  $K_{\alpha_2}$  — разделение луча по длинам волн;  $S_1$  — щель коллиматора;  $O$  — образец;  $P$  — фотопленка;  $S_2$  — ширма, выделяющая одно брэгговское отражение.

Лит.: 1) Уманский М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; 2) Уманский Я. С., Рентгенография металлов, М., 1960; 3) Гинье А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; 4) Пинес В. Я. [и др.], О разрешающей способности так называемого высокодисперсионного рентгенографирования, «ЖТФ», 1958, т. 28, № 10, с. 2344; 5) Бургер М. А., Рентгеновая кристаллография, пер. с англ., М., 1948; 6) Пинес В. Я., Острофокусные рентгеновские трубки и прикладной рентгеноструктурный анализ, М., 1955; 7) Норт Р. А. [а. о.], «Rev. Scient. Instrum.», 1959, v. 30, № 12, p. 1132; 8) Свенсон К., Физика высоких давлений, пер. с англ., М., 1963, с. 325; 9) Непке В., Du Mond J. W. M., «Phys. Rev.», 1953, v. 89, № 6, p. 1300; 10) Кратку О., Скала З., «Z. Elektrochem.», 1958, Bd 61, № 1, S. 73; 11) Legrand G., «J. Polymer. Sci.», 1952, v. 8, № 3, p. 337; 12) Lang A. R., «J. Appl. Phys.», 1958, v. 29, № 3, p. 597; 13) Миусков В. Ф., «Кристаллография», 1963, т. 8, № 2, с. 255. В. В. Зубенко.

**РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ** — совокупность методов исследования микроскопии. строения объектов с помощью рентгеновского излучения. Специфичность взаимодействия рентгеновского излучения с веществом обуславливает отличие оптики рентгеновских лучей от оптики световых волн и электронов.

Увеличение *рентгеновского микроскопа* определяется выбранной методикой получения изображения, соотношением расстояний источник — объект — пленка (с учетом допустимой величины aberrаций, интенсивности регистрируемого изображения и пр.) и последующим оптич. увеличением.

Чрезвычайно малый коэфф. преломления и инертность к электр. и магн. полям, свойственные рентгеновским лучам, не позволяют пользоваться диоптрией оптикой для их фокусировки. Для этого можно использовать явление полного внешнего отражения от изогнутых зеркальных поверхностей или отражение от кристаллографич. плоскостей. Вследствие малости длины волны рентгеновского излучения теоретич. предел разрешения рентгеновского микроскопа на 2—3 порядка выше, чем для светового микроскопа.

Высокая проникающая способность, простая линейчатая структура спектров и резкое изменение коэфф. поглощения с изменением атомного номера элемента позволяют успешно пользоваться рентгеновскими лучами для целей Р. м. по методу теневой проекции в расходящемся пучке лучей, испускаемых «точечным» источником. Для целей микроскопии кристаллич. тел используются также дифракцией рентгеновских лучей. Если используется первичный пучок, то дифракционное изображение будет «светлопольным», в противоположность «темнопольному» изображению, формируемому в дифракционном пучке.

Принципиально возможна и «двухволновая» микроскопия, в к-рой сочетаются дифракционные изобра-

жения в рентгеновских лучах с изображением в лучах видимого света. В этом методе фотографически обращенное изображение френелевской дифракционной картины точек объекта вводится в оптич. аналог первоначальной рентгеновской системы на место изображения, но с обратным направлением освещения. Дифракционная картина обращенного изображения будет воспроизводить «преобразованные» изображения самих точек объекта.

В соответствии с принципами, положенными в основу методов получения рентгеновского изображения исследуемых объектов, различают: отражательную Р. м., проекционную Р. м., контактную микрорентгенографию и дифракционную Р. м.

Отражательная Р. м. основана на явлении полного внешнего отражения от изогнутых зеркальных поверхностей или на брэгговском отражении от изогнутых монокристаллов. Схема метода дана на рис. 1, а. Получение высокого разрешения ограничивается малым углом полного внешнего отражения

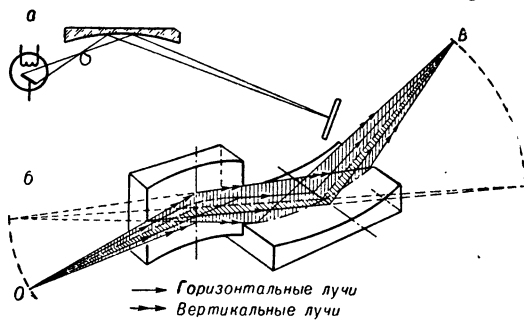


Рис. 1. а — схема отражательного микроскопа; б — схема двухзеркального отражат. микроскопа.

( $\sim 0,5^\circ$ ), а следовательно, большими фокусными расстояниями ( $> 1 \text{ м}$ ) и очень жесткими требованиями к качеству обработки поверхностей зеркал (шероховатость  $\sim 10 \text{ \AA}$ ). Даже точное выполнение профилей зеркал не освобождает отразит. микроскопы от различных aberrаций (астигматизма, комы и т. п.). Устройства из 2 (рис. 1, б) и даже 4 скрещенных зеркал не уничтожают полностью aberrаций. Полное разрешение отражат. микроскопов определяется дифракционным эффектом, зависящим от длины волны рентгеновского излучения, и угловой апертурой, к-рая не может превышать угла скольжения. Напр., для излучения с  $\lambda = 1 \text{ \AA}$  и угла скольжения в  $25^\circ$  дифракционное разрешение не превышает  $85 \text{ \AA}$ , а для излучения с  $\lambda = 4 \text{ \AA}$  и площади облучения в  $10 \text{ мк}$ , вырезаемой апертурной диафрагмой, разрешение  $500 \text{ \AA}$  [2]. Для отражательной Р. м. на основе фокусировки рентгеновских лучей изогнутыми монокристаллич. пластинками за счет брэгговского отражения, помимо геометр. искажений, существенны ограничения за счет нарушений совершенства кристаллов в протяженных областях, участвующих в фокусировке, а также конечной величины углов брэгговской дифракции [3]. Практич. применения отражательная Р. м. пока еще не получила.

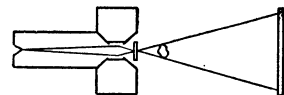


Рис. 2. Схема проекционной микроскопии с микрофокусной трубкой.

Проекционная Р. м. основана на принципе теневой проекции в расходящемся пучке рентгеновских лучей, испускаемых «точечным» источником: фокусом специальной (микрофокусной) рентгеновской трубки (рис. 2, [4]) или камерой — обскурой в сочетании с обычной (широкофокусной) рентгеновской трубкой

(рис. 3, [5]). Рентгеновое увеличение достигается за счет различия в расстояниях от источника до объекта и фотографии. материала (экрана); оно определяется отношением  $M = b/a$  (рис. 4). Геометрич. разрешение определяется величиной полутени у края изображения данной точки объекта; оно зависит от диаметра источника  $d$  и увеличения  $P_r = Md$ .

Дифракционное разрешение определяется шириной дифракционной бахромы за счет френелевской дифракции на крае:  $P_d = a\lambda^{1/2}$ ,

где  $a$  — расстояние объекта от источника и  $\lambda$  — длина волны применяемого рентгеновского излучения. Практически  $a$  не может быть меньше 1 мк; следовательно, при  $\lambda = 1\text{ \AA}$  разрешение достигнет 100\AA (если размер источника излучения обеспечит такое же геометрическое разрешение). Существенно ограничивает практически достижимые разрешения трудность получения сверхмалых источников с необходимой интенсивностью излучения. Перспективные опыты по разработке и применению электронно-оптич. преобразователей для целей проекционной Р. м.

Контраст в изображении на рентгеновских микроскопич. снимках, получаемых методом теневой проекции, возникает благодаря селективному поглощению рентгеновских лучей атомами различных элементов. Следовательно, чувствительность и точность рентгеновского абсорбционного микроскопич. анализа будут определяться различием в коэфф. поглощения излучения анализируемыми элементами. В общем случае эти величины возрастают с увеличением  $\lambda$ , однако иногда эффективным оказывается использование скачка поглощения при более коротких волнах [6].

Контактная микрорентгенография и наиболее старый метод Р. м. (1896—98 гг.). В этом методе рентгеновое теневое изображение получается в натуральную величину (образец при съемке находится в контакте с эмульсией фотоматериала; рис. 5), геометрич. разрешение определяется толщиной образца, угловым размером источника излучения и разрешением фотоматериала. Разрешение метода ограничивается также разрешающей способностью оптич. прибора (микроскопа, проектора и т. п.), применяемого для увеличения рентгеновской картины.

Дифракционное разрешение и контрастность изображения определяются теми же условиями, что и в проекционной Р. м. Разрешающая способность контактной микрорентгенографии достигает 1 мк [8]. Применение «беззернистых» фотографич. эмульсий, очень тонких образцов (1 мк) и электронных микроскопов для увеличения микрорентгенограмм позволит повысить разрешающую способность до 1000—500\AA [9].

Дифракционная Р. м. включает 2 группы методов исследования микроскопич. строения тел: «двухволновую» Р. м. (см. выше) [10] и Р. м. на основе преобразования многорефлексной рентгеновской кар-

тины кристаллич. решетки в дифракционную оптич. картину по Брэггу, с одной стороны, и т. н. дифракционную микрорентгенографию, — с другой. Метод темнопольной дифракционной Р. м. на основе преобразования многорефлексной дифракционной картины кристаллич. решетки в оптич. картину путем Фурье преобразования был предложен Брэггом [11] и развивался Бургером [12], Хансоном, Липсоном и Тейлором [13]. В этом методе по полученной рентгенограмме строятся маски в виде непрозрачных пластинок с отверстиями, каждая из к-рых представляет собой одну из компонент Фурье. Пластины освещаются параллельным пучком монохроматич. света, и получаемая фраунгоферовская дифракционная картина фиксируется на фотопластинке. Полученный снимок характеризует распределение атомов в решетке, статистически усредненное по макроскопич. кристаллу, без учета локальных смещений или выделений иородных атомов. Этот метод не нашел еще широкого применения.

Методы дифракционной микрорентгенографии, подобно контактной микрорентгенографии, позволяют получать дифракционное изображение строения кристаллич. тел в натуральную величину (или близких к ней размеров). В зависимости от природы возникающего на дифракционном изображении контраста эти методы можно разделить на 3 группы:

1) Метод Берга — Барретта — «темнопольный» метод, т. е. дифракционное изображение формируется в дифрагированном пучке не нулевого порядка отражения. Этот метод применяется для определения тонкой структуры кристаллов в поверхностном слое поликристаллич. агрегатов с применением характеристического или смешанного излучений. Первичный пучок рентгеновских лучей падает под очень малым углом (1—5°) на поверхность поликристаллич. образца, вблизи к-рой (на расстоянии 0,5—5 мм) устанавливается мелкозернистая пластинка, фиксирующая отражение от кристаллов, находящихся в положении брэгговского отражения для к.-л. системы плоскостей. После фотографич. обработки фотопластинки дифракционные изображения увеличиваются с помощью оптич. микроскопа в 5—100 раз [14, 15]. Разрешающая способность метода определяется селективностью дифракции рентгеновского излучения на элементах субструктуры, зависящей от их угловой дезориентации и расхождении первичного пучка, размеров фокуса применяемой трубки, а также расстояния от поверхности образца до фотопластинки. Выявляются элементы субструктуры размерами до неск. мк при угловой дезориентации до 1' [15]. 2) Метод Шульца [16] отличается от метода Берга — Барретта тем, что в нем используются белым излучением и большими расстояниями от образца (в виде монокристалла) до пленки. Геометрия съемки подобна предыдущему методу. 3) Метод Боррманна — «светлопольно-темнопольный», поскольку дифракционное изображение формируется одновременно и в дифракционном пучке нулевого порядка, и в пучке не нулевого порядка. В основу метода положен эффект Боррманна (рявое снижение поглощения характеристич. излучения совершенным кристаллом в направлении брэгговского отражения). Теория этого явления объяснена Лауэ на основе динамич. теории рассеяния рентгеновских лучей кристаллами. Эффект anomального прохождения весьма чувствителен к нарушениям совершенства строения кристаллов и используется для выявления локальных нарушений решетки дислокациями и атомами примеси. Разрешающая способность метода определяется условиями поглощения  $\mu > 1$  (где  $\mu$  — линейный коэфф. поглощения рентгеновских лучей материала,  $t$  — толщина кристалла в направлении первичного пучка), а также размерами источника излучения, расстоянием от внешней поверхности кристалла до фотопластинки и ее разрешающей способностью. Предел чувствительности метода к дислокациям  $\approx 10^5 \text{ дисл. } \cdot \text{ см}^{-2}$ . Метод Лэнга — темнопольный, в отличие от метода Боррманна; нарушения правильности строения кристаллич. решетки на микрорентгенограмме имеют вид темных участков [17]. Метод основан на эффекте возникновения экстинкционного контраста (см. Экстинкция) в изображении правильной и «испорченной» решеток [18]. Условия

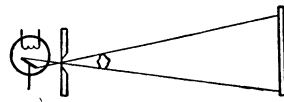


Рис. 3. Проекционная микроскопия с камерой-обскурой.

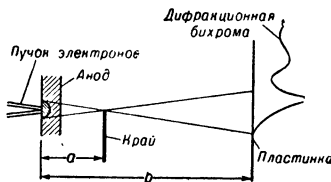


Рис. 4. Образование полутени и дифракционной бахромы при проекционном методе.

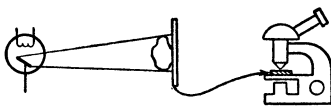


Рис. 5. Схема получения и исследования контактных микрорентгенограмм.



Рис. 6. Рентгеновский микроскопич. снимок среза кости  $\times 50$ . Темные точки — газосодержащие включения.

Метод Лэнга — темнопольный, в отличие от метода Боррманна; нарушения правильности строения кристаллич. решетки на микрорентгенограмме имеют вид темных участков [17]. Метод основан на эффекте возникновения экстинкционного контраста (см. Экстинкция) в изображении правильной и «испорченной» решеток [18]. Условия

возникновения контраста определяются экстинкционной толщиной и шириной рассматриваемой области в решетке. Толщина кристалла и излучение выбираются из условия:  $\mu l \leq 1$ . Геометрич. условия разрешения в методе Ланга более строгие (точность положения брэгговского отражения, разделение дублетов  $K$ -излучений и т. п.), чем в методе Боррманна. Предел чувствительности метода по плотности дислокаций  $\approx 10^7$  дисл./см<sup>2</sup>.

Некоторые виды Р. м. применяются для изучения микроскопич. строения различных объектов. Проекционная Р. м. и контактная микрорентгенография применяются для исследования объектов, непрозрачных для видимого света и электронов: в биологии,

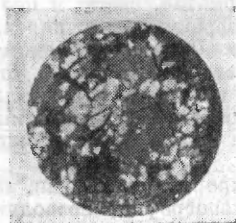


Рис. 7. Контактная микрорентгенограмма образца железной руды  $\times 40$  (белое —  $Fe_2O_3$ ).

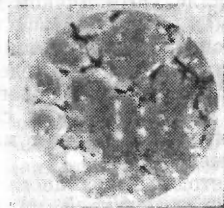


Рис. 8. Проекционный рентгеновский микроскопический снимок сплава  $Al + 5\% Cu$  ( $\times 400$ ); белое —  $CuAl_2$ ; темные линии — микротрещины.

медицине (рис. 6), минералогии (рис. 7), металлургии (рис. 8, 9), химии. Теневой метод позволяет проводить качественный и количественный абсорбционный микроанализ состава руд, минералов, металлов и сплавов на основе коэфф. поглощения рентгеновских

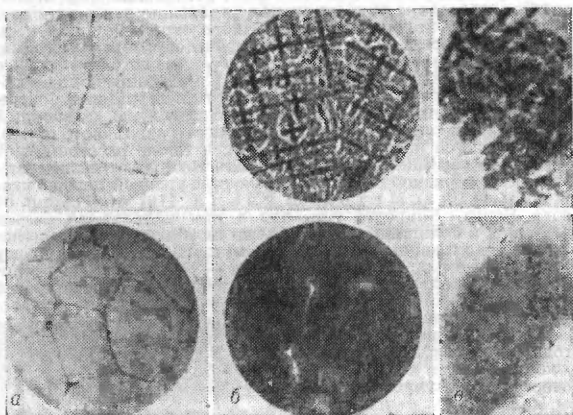


Рис. 9. Сравнение картин оптической (а), проекционной (б) и дифракционной (в) микроскопии на примерах сплава  $Al + 5\% Cu$ , закристаллизованного со скоростью  $180^\circ C/мин$  (верхний ряд  $\times 250$ ) и  $1^\circ C/мин$  (нижний ряд  $\times 100$ ).

лучей элементами. Дифракционная Р. м. применяется при изучении структурных несовершенств кристаллич. веществ, напр. дислокаций, субструктуры, локальных напряжений и атомов примесей [19]. В сочетании с другими микроскопич. методами Р. м. — мощное орудие исследования строения различных объектов.

Лит.: 1) Kirkpatrick P., в кн.: X-ray microscopy and microradiography. Proceedings of a symposium, Cambridge, 1956, N. Y., 1957; 2) Pattee H. H., там же, p. 135; 3) Ramachandran G. N., Thathachari Y. T., «Current Sci.», 1951, v. 20, № 12, p. 314; 4) Cosslett V. E., Nixon W. C., «J. Appl. Phys.», 1953, v. 24, № 5, p. 616; 5) Ровинский В. М., Лютцау В. Г., Авдеенко А. И., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, № 5, с. 545; 6) Лютцау В. Г., «Заводск. лаборатория», 1959, т. 25, № 3, с. 311; 7) Нейскок С. Т., Neville F. H., «J. Chem. Soc.

Trans», 1898, v. 73, pt 1, p. 714; 8) Engström A., Lundberg B., «Exptl Cell Res.», 1957, v. 12, № 1, p. 198; 9) Ladd W. A., Hess W. M., Ladd M. W., «Science», 1956, v. 123, № 3192, p. 370; 10) Gabor D., «Proc. Roy. Soc. A», 1949, v. 197, № 1051, p. 454, 11) Bragg W. L., «Nature», 1942, v. 149, № 3782, p. 470; 12) Buerger M. J., «J. Appl. Phys.», 1950, v. 21, № 9, p. 909; 13) Hanson A. W. Ia. O., «Proc. Roy. Soc. A», 1953, v. 218, № 1134, p. 371; 14) Барретт Ч. С., Структура металлов, [пер. с англ. М., 1948; 15) Weissman S., «J. Appl. Phys.», 1956, v. 27, № 4, p. 389; 16) Schulz L. G., в кн.: Transactions of the American Institute of mining and metallurgical engineering, v. 200, N. Y., 1955; 17) Lang A. R., «J. Appl. Phys.», 1958, v. 29, № 3, p. 597; 18) Ергоже, там же, 1959, v. 30, № 11, p. 1748; 19) Фимов О. Н., Елистратов А. М., «ФТТ», 1963, т. 5, вып. 7, вып. 8.

## РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — см.

Спектроскопия рентгеновская.

**РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ** — электромагнитное излучение, занимающее широкий диапазон длин волн от  $\sim 800 \text{ \AA}$  ( $8 \cdot 10^6 \text{ см}$ ) до  $0,0001 \text{ \AA}$  ( $10^{-12} \text{ см}$ ). В зависимости от механизма возникновения Р. л. при взаимодействии заряженных частиц или фотонов с атомами вещества рентгеновские спектры имеют непрерывный или линейчатый характер. Длины волн и интенсивность линейчатого характеристического спектра Р. л. однозначно определяются атомным номером  $Z$  элемента и электронной структурой атомов. Длины волн спектральных линий определяются соотношением  $h\nu = E_i - E_f$ , где  $E_i$  и  $E_f$  — энергии связи электронов на начальном и конечном уровнях электронного перехода (см. Атом, Молекулярный закон, Спектры рентгеновские). Характеристич. спектр Р. л. занимает диапазон длин волн от  $\sim 375 \text{ \AA}$  ( $La$  — полоса Na, энергия возбуждения  $55 \text{ эв}$ ) до  $0,05 \text{ \AA}$  ( $K\beta$  — линия Md, энергия возбуждения  $200 \text{ кэв}$ ).

Непрерывное или тормозное рентгеновское излучение возникает при торможении заряженных частиц в результате их взаимодействия с полем атомов вещества. При торможении заряженной частицы с начальной скоростью  $v_0$  возникает излучение с граничной частотой  $\nu_0 = mv_0^2/2h = eV/h$ , где  $V$  — приложенная разность потенциалов. Максимум интенсивности непрерывного спектра Р. л. лежит при  $\lambda = 3/2\lambda_{\text{мин}}$ . Чем выше  $U$ , тем больше жесткость (т. е. тем короче  $\lambda$ ) Р. л. Кпд рентгеновской трубки  $\sim 1\%$ , остальные  $99\%$  кинетич. энергии электронов превращаются в тепло. Значения длин волн в непрерывном спектре Р. л. определяются только скоростью тормозящейся заряженной частицы и ее массой, но не зависят от атомного номера  $Z$  вещества, на к-ром происходит торможение (от  $Z$  зависит только интегральная интенсивность непрерывного спектра).

При взаимодействии фотонов Р. л. с электронами атомов вещества энергия излучения идет на образование: а) когерентного излучения с неизменной длиной волны (оно используется при проведении всех рентгеноструктурных исследований); б) некогерентного излучения с измененной длиной волны и фотоэлектронов отдачи (Комптон-эффект); в) фотоэлектронов, обладающих конечной кинетической энергией и ионизованных атомов (внутренний фотоэффект); г) электронов Оже и дважды ионизованных атомов; д) ионизованных атомов и коллективных (плазменных) колебаний электронов; в результате процессов г) и д) могут возникать спутники — спутники основных линий рентгеновских характеристических спектров.

Интенсивное отражение (рассеяние) Р. л. от кристалла можно получить, если направления падающего и рассеянного излучений связаны между собой таким образом, что одно может быть выведено из другого отражением от действительной плоскости кристалла (Брэгга—Вульфа условие). Если угол падения Р. л. на гладкие участки штриховой дифракционной решетки (на плоскую поверхность) меньше угла полного внешнего отражения, то более интенсивное регуляр-

ное рассеяние Р. л. гладкими участками, по сравнению со слабым и диффузным рассеянием от углублений, дает четкую дифракционную картину с отражениями в положительных и отрицательных порядках.

Процессы рассеяния Р. л., условия возникновения интерференционных максимумов и их интенсивность рассматриваются в кинематической и (более полной и строгой) динамической теориях интерференции Р. л. В последней учитывается многократное взаимодействие между первичными и отраженными волнами Р. л. В динамич. теории интерференции Эвальда—Лауэ электрич. свойства среды учитываются через ее диэлектрическую постоянную, создаваемую периодически распределенной плотностью зарядов электронов в кристалле (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). На основе этой теории были получены все основные соотношения для интегрального коэффициента отражения Р. л., зависимость коэффициента отражения от толщины кристалла, дисперсионные соотношения, выраженные для показателя преломления. Ослабление интенсивности Р. л. при отражении учитывается в динамич. теории рассеяния через первичную (в случае идеальных кристаллов) или вторичную *экстинкцию*. В последнем случае волны, отраженные различными блоками кристалла, не когерентны и суммарная отраженная интенсивность волн выражается суммой интенсивностей волн, отраженных различными блоками.

Показатель преломления Р. л. — комплексная величина, действительная часть  $k$ -рой порядка  $10^{-6}$ — $10^{-8}$ . Действительная часть показателя преломления дает отношение фазовых скоростей в вакууме и среде, а мнимая связана с поглощением Р. л. в веществе (истинное поглощение, поглощение за счет рассеяния и отражения). Вблизи частот истинного фотоэлектрического поглощения Р. л. имеет место аномальная дисперсия. Фотоэлектрич. поглощение Р. л. носит непрерывный характер; линейное поглощение имеет место лишь в частных случаях. Методы исследования вещества, основанные на использовании Р. л. (а также нейтронного и электронного излучений), позволяют наиболее непосредственно определять атомную и электронную структуры конденсированных систем с целью установления зависимости между структурой, химич. составом и свойствами вещества.

Как уже было сказано выше, источниками Р. л. являются рентгеновские трубки, к-рые в простейшем случае представляют собой двухэлектродный вакуумный прибор различного устройства, сложности и размеров. По принципу получения электронного пучка рентгеновские трубки можно разделить на 3 типа: ионные, электронные и индукционные. Неустойчивость режима работы ионных трубок, относительно малое время жизни катодов ( $\sim 100$  часов) и вместе с тем чистота излучения анода позволяют использовать ионные трубки лишь в спец. случаях. Второй тип представлен наибольшим числом конструкций — от стандартных трубок типа БСВ-70, миниатюрных трубок для специальных медицинских исследований с размерами, меньшими, чем насадка на вечное перо, мощных трубок для флюоресцентного анализа БХВ-6 (до 5 *квт*, но с малой удельной нагрузкой до 0,5 *квт/мм<sup>2</sup>*), до трубок со сложной электронно-оптической системой фокусировки электронного пучка для установок типа РСАШ-2 для локального рентгеноспектрального анализа (общей мощностью около 500 *вт* и удельной нагрузкой до 10 *квт/мм<sup>2</sup>*). Рентгеновской трубкой индукционного типа является обычный *бетатрон*, к-рый можно рассматривать как источник жесткого рентгеновского излучения с непрерывным спектром, обычно с отпаянной камерой и напряжением до 25 *Мэв*. Напряжение, создающее ускоряющее поле в рентгеновских трубках может меняться от десятков вольт до  $10^8$  *в*.

Источниками характеристического рентгеновского излучения являются также естественные и искусственные радиоактивные элементы, распадающиеся путем  $K$ - или  $L$ -захвата (напр.,  $K^{40}$ ,  $V^{50}$  многие изотопы трансурановых элементов). Довольно часто в качестве источников монокинетич. электронов высоких энергий используются  $\beta$ -активные элементы, такие, напр., как  $Tu^{130}$ ,  $Gd^{153}$  и др., к-рые позволяют создавать рентгеновские установки без источников высокого напряжения.

Источниками рентгеновского излучения являются многие небесные тела. Так, солнечная корона дает мощное рентгеновское излучение в интервале 10—100  $\text{Å}$ , а ближайшие к Солнцу планеты, напр. Луна, под влиянием протонного потока, особенно в годы активного Солнца, дают интенсивное характеристич. излучение. Высоко- и низкотемпературная плазмы также являются источниками Р. л.

Анализаторами Р. л. служат: а) природные или искусственные неорганические и органические кристаллы, т. к. вследствие периодич. расположения атомов в них они являются естественными пространственными дифракционными решетками для Р. л.; б) оптические дифракционные решетки с числом штрихов от 600 до 1200 на *мм*. Кристаллы — анализаторы используются в виде плоских пластин или пластин, изогнутых по цилиндрич. поверхности; дифракционные решетки также применяются плоские или нанесенные на сферич. поверхность.

Кристаллы применяют, как правило, при исследовании Р. л. в области от 0,1  $\text{Å}$  до 20  $\text{Å}$ , а штриховые решетки — в области от 10 до 800  $\text{Å}$ . Анализ спектрального состава рентгеновского излучения можно осуществлять также методом дифференциальных фильтров, с помощью амплитудных дискриминаторов, датчиками для к-рых являются пропорциональные счетчики (стационарные и проточные), скintилляционные фотоэлектронные умножители или вакуумные электронные умножители.

Для регистрации и измерения интенсивности Р. л. используют обычно фотографические и ионизационные методы. При точных измерениях интенсивности Р. л. часто пользуются методом *монитора*.

Один из крупнейших разделов исследований с помощью Р. л. — *рентгеновский структурный анализ* — основан на исследовании закономерностей рассеяния когерентных Р. л. электронами атомов конденсированных систем. Успехи в области термич. обработки промышленных марок сталей в значительной мере обязаны исследованию изменений атомно-кристаллич. структуры при закалке и отпуске. Создание высокопрочных и жаропрочных сплавов легких металлов в значительной мере оказалось возможным благодаря выяснению механизма дисперсионного твердения. Уругие параметры конденсированных систем могут быть достаточно полно характеризованы путем изучения так наз. теплового нелауэвского рассеяния Р. л. С помощью рентгеноструктурного анализа можно практически для всех веществ с большой точностью определить коэффициент линейного расширения в интервале тем-р от  $-200^\circ\text{C}$  до  $2000^\circ\text{C}$ .

С помощью рентгеноструктурного анализа проведены многочисленные определения атомных структур минералов, неорганич. соединений, сплавов. Успешно развиваются методы изучения структур сложнейших органических соединений (белков, антибиотиков, ДНК и пр.), знание к-рых совершенно необходимо для решения важнейших биологических проблем.

Вторым крупным разделом исследований с помощью Р. л. является рентгеновская спектроскопия и рентгеноспектральный анализ. Исследования спектров Р. л., в к-рых производятся прецизионные опреде-

ления длин волн (с точностью до 0,02%) и интенсивностей тонкой структуры рентгеновских спектров испускания и поглощения позволяют определять энергию связи электронов в различных стационарных состояниях, следить за изменением величин энергии связи при изменении взаимодействия и характера этого взаимодействия (валентности) в конденсированных системах, т. е. получают сведения об электронном энергетич. спектре.

Огромное практич. значение имеет рентгеноспектральный химич. анализ элементарного состава веществ. Установки для рентгеноспектрального химического анализа для ряда технологич. процессов, напр. в горнорудной и цементной промышленности, являются одним из основных датчиков состава, обеспечивающих работу самонастраивающихся механизмов этих линий. Один из новых методов — локальный рентгеноспектральный химический анализ — позволяет определять элементарный химич. состав всех элементов таблицы Менделеева в микроскопич. объемах порядка  $\text{мк}^3$ . В наст. время локальный рентгеноспектральный химич. анализ — единственный метод определения состава отдельных узлов схем микроэлектроники, переходных слоев в приборах квантовой электроники, состава зерен в сложнелегированных сплавах, линейные размеры к-рых лежат в интервале 1—100  $\text{мк}$ . Последний метод является также наиболее быстрым и надежным методом получения кривых глубины проникновения — концентрация элемента. Эти кривые позволяют рассчитывать коэффициенты взаимной, а также парциальной диффузии, используя спец. экспериментальные приемы.

Существенное значение приобрели исследования рентгеновского излучения космич. тел, производимые со спутников, появившаяся возможность определения состава ближайших к Земле планет по их рентгеновскому излучению. Эти исследования привели к рождению нового раздела в астрономии — рентгеновского.

Несомненный теоретический и практический интерес приобрели также исследования оптич. систем для Р. л. и создание *рентгеновских микроскопов*. Разрешающая способность рентгеновских микроскопов значительно — на 2—3 порядка — ниже разрешающей способности электронных микроскопов. Однако значительно большая проникающая способность Р. л. по сравнению с электронными и несоизмеримо более простое устройство рентгеновских микроскопов делает их весьма полезными для решения многих практич. задач металловедения, биологии и т. п. (см. также *Рентгеновская микроскопия*).

Лит. см. в ст.: Дифракция рентгеновских лучей, Рентгеновский структурный анализ, Спектральный рентгеновский анализ, Спектроскопия рентгеновская. И. Б. Боровский.

**РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРОГРАФЫ** — см. *Спектрографы рентгеновские*.

**РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ** — см. *Спектроскопия рентгеновская*.

**РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ** — электровакуумные приборы для получения рентгеновского излучения. Для возбуждения рентгеновского излучения в Р. т. необходимо получить свободные электроны, сообщить им высокую кинетич. энергию и обеспечить взаимодействие электронов с атомами вещества мишени. Конструктивно Р. т. представляет собой вакуумный баллон с изолированными электродами — анодом и катодом.

По способу получения свободных электронов Р. т. подразделяются на *ионные* и *электронные*. Свободные электроны в ионных трубках образуются за счет бомбардировки холодного катода положит. ионами разряженного ( $10^{-3}$   $\text{мм рт. ст.}$ ) газа под действием высокого напряжения. В электронных

трубках свободные электроны образуются за счет термоэлектронной эмиссии катода, нагреваемого током от самостоят. источника. Разрежение в электронных трубках должно быть не ниже  $10^{-5}$   $\text{мм рт. ст.}$  Р. т. с постоянным вакуумом наз. *отпаянными*, в отличие от *разборных* трубок, в к-рых вакуум создается и поддерживается только в процессе работы.

По назначению Р. т. разделяются: на медицинские, дефектоскопические, для радиационных исследований в области химии и биологии, для рентгеноспектральных и рентгеноструктурных исследований; по способу охлаждения (воздушное, водяное, масляное); по размерам и форме фокуса (широкофокусные 5—25  $\text{мм}^2$ , острофокусные 0,5—0,01  $\text{мм}^2$ , с круглым, штриховым, точечным фокусом); по размерам и количеству окон для выпуска рентгеновских лучей из трубки; по конструкции анодов и катодов. На рис. 1 приведены схемы конструкций нек-рых отпаянных электронных Р. т., выпускаемых в СССР. В корпус трубки, изготовленный из стекла или частично из металла, впаяны анодное и катодное устройства. Давление в Р. т.  $10^{-5}$ — $10^{-7}$   $\text{мм рт. ст.}$  Катод Р. т. обычно имеет вид спиральной, прямой или V-образной нити из W, помещенной в фокусирующее устройство в форме чашки или цилиндра с торцевым отверстием [1]. Анод трубки может быть выполнен в виде диска из W либо в виде полого медного цилиндра, впаянного в баллон глухим концом, торцевая поверхность к-рого служит мишенью (анодным зеркалом) для электронов. На эту поверхность напаивают (либо наносят гальванич. способом) тонкие слои металлов, изменяя т. о. спектральный состав рентгеновского излучения трубки.

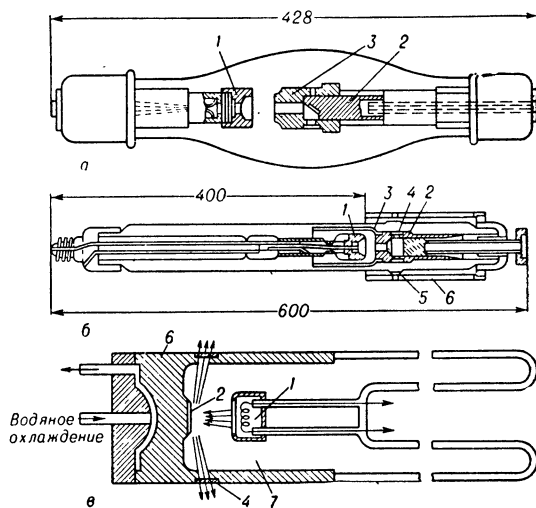


Рис. 1. Схема отпаянной рентгеновской трубки: а — для просвечивания; б и в — для структурного анализа; 1 — катод; 2 — анод; 3 — анодный чехол; 4 и 5 — окна для выпуска рентгеновских лучей; 6 — защитный цилиндр; 7 — фокусирующий колпачок.

Накал нити катода осуществляется от низковольтного источника (понижающего трансформатора, аккумуляторной батареи) через реостат. Поскольку плотность тока термоэлектронной эмиссии возрастает с повышением темп-ры (закон Ричардсона), повышение накала нити W от  $2200^\circ$  до  $2200^\circ$  С увеличивает плотность тока в 10 раз. Резкое увеличение количества свободных электронов приводит к росту тока в трубке. Ток в трубке зависит от приложенного к ней напряжения. При нек-ром напряжении наступит насыщение. Типичные электр. характеристики электр-



ной Р. т. представлены на рис. 2. Кпд  $\eta$  Р. т. чрезвычайно мал — при напряжениях до 1 Мв он не превышает 3%:  $\eta = P/P_0 = \alpha Z i U^2 / i U = \alpha Z U$ , где  $P$  и  $P_0$  — соответственно общая мощность рентгеновского излучения и потребляемая электрич. мощность,  $Z$  — порядковый номер вещества анода,  $i$  — сила тока

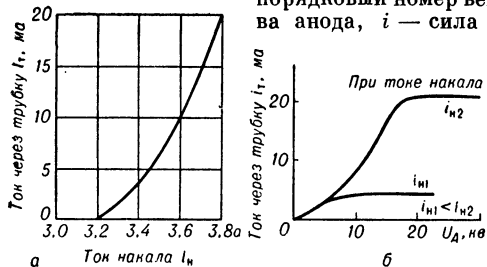


Рис. 2. Зависимость тока в трубке от тока накала при неизменном напряжении (а) и от напряжения при неизменном токе накала (б).

в трубке,  $U$  — напряжение на трубке,  $\alpha$  — коэфф. пропорциональности, равный  $1,5 \cdot 10^{-5}$  при  $U$ , выраженном в кв.

Почти вся энергия, потребляемая трубкой, превращается в тепло, разогревающее анод. В тонком слое зеркала анода на площади в неск. мм<sup>2</sup> выделяется до 1500 кал · сек<sup>-1</sup>. Тепловые характеристики материала анода и охлаждающей жидкости определяют допустимую удельную нагрузку на анод Р. т. Для обычных площадей фокального пятна (площадки анода, бомбардируемой электронами) в неск. мм<sup>2</sup> эти нагрузки не превышают 200 вт · мм<sup>-2</sup>. При значит. уменьшении размеров фокального пятна (до 1 км<sup>2</sup>) в результате изменений условий теплоотвода удельная нагрузка резко возрастает и может достигать 10<sup>6</sup> вт · мм<sup>-2</sup> [2]. Существенное повышение удельной нагрузки достигается за счет перемещения анода во время работы трубки [3] или весьма кратковременного (импульсного) приложения нагрузки (до неск. мксек) [4]. Положение плоскости анода по отношению к электронному пучку в трубке изменяется в соответствии с изменением положения в пространстве максимума интенсивности при увеличении энергии электронов (жесткости излучения) [5]. В трубках для структурного анализа (до 60 кв) угол между пучком и плоскостью анода равен 90°, а в трубках для просвечивания — 60–45°.

Важной характеристикой Р. т. являются их оптич. параметры — форма и размеры фокусного пятна и его проекций и их стабильность при длит. работе, расстояние фокуса от выпускных окон и угловая расходимость пучков, выпускаемых через окна трубки, а также распределение интенсивности излучения по длине и ширине фокуса и спектральный состав выпускаемого из Р. т. излучения. Разработаны Р. т. с фокусом от 12 мм до 0,1 мк в форме круга, узкого штриха или точки, позволяющие выпускать пучки с расходимостью от 3° до 180° и расстояниями окон от фокуса от 0,01 мм до 100 мм. Окна из тонкой бериллиевой фольги позволяют выпускать излучения от 4 Å и менее [6], а спец. конструкции импульсных Р. т. обеспечивают получение излучений, соответствующих неск. миллионам э [7]. Применение управляемых фокусирующих устройств позволяет изменять размеры фокуса трубки в широких пределах [8].

Применение разборных электронных Р. т. оправдывается необходимостью быстрой смены материала анода и возможностью ремонта работниками лабораторий. Однако сложность вакуумной системы и длительность подготовки трубок к работе ограничивают их применение. Технич. совершенство, простота эксплуатации и широкий ассортимент отпаянных электрон-

ных Р. т. почти полностью исключили применение ионных Р. т., неустойчивых в работе из-за повышенной чувствительности к колебаниям вакуума.

Лит.: 1) Хараджа Ф. Н., Общий курс рентгенотехники, 2 изд., М.—Л., 1956; 2) Пинес Б. Я., Острофруктурные рентгеновские трубки и прикладной рентгеноструктурный анализ, М., 1956; 3) Цукерман В. А., Авдеевко А. И., «ЖТФ», 1942, т. 12, вып. 4—5, с. 187; 4) Стрельников П. И., там же, 1936, т. 6, вып. 8, с. 1431; 5) Oosterkamp W. J., Roper J., «Acta radiol.», 1952, bd 37, № 1, s. 33; 6) Жуковская Д. М., Иоффе Ю. К., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, № 5, с. 541; 7) Цукерман В. А., Монова М. А., «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 2, с. 391; 8) Eichenberg W., Spear W. E., «Proc. Phys. Soc. B», 1951, v. 64, pt 1, p. 67.

**РЕНТГЕНОВСКИЙ ГОНИОМЕТР** — прибор, позволяющий производить одноревенную регистрацию положений дифракционного пятна и ориентировки образца в момент возникновения отражения. Р. г. может представлять собой самостоят. прибор с фото-регистрацией: а) для определения преимуществ. ориентировки кристаллитов в поликристаллическом образце (текстургонометр), б) для получения однозначно индицируемых снимков от монокристаллов и в) может также быть основным узлом рентгеновского дифрактометра, обеспечивающего совместно с рентгеновской трубкой и детектором излучения создание необходимой геометрии регистрации интенсивности отражения в к.-л. точке пространства и всей интерференционной картины, снимаемой точкой за точкой.

Текстургонометр предназначен для непосредственного экспериментального определения полюсных фигур преимуществ. ориентировок (см. *Текстура*). Цилиндрич. кассета с пленкой перемещается поступательно относительно своей оси, вдоль к-рой падает первичный пучок рентгеновских лучей (рис. 1). Перпендикулярно пучку проходит ось колебания образца. Экран с кольцевой прорезью выделяет только один дебаевский конус. Движение кассеты и образца синхронизованы. На пленке регистрируется пространств. распределение кристаллитов в образце. Имеются и др. варианты текстургонометра — с регистрацией на плоскую кассету [1].

В структурной рентгенографии при применении методов с движущейся пленкой Р. г. выделяет один дифракционный конус, соответствующий одной слоевой линии рентгенограммы вращения (см. *Вращающийся кристалла метод*). Эта слоевая линия разворачивается на плоскость. Движение пленки строго синхронизовано с движением кристалла; различные типы Р. г. различаются системой синхронизации движения, конструктивной и кинематич. схемами. В соответствии с этим разные Р. г. различаются: по простоте расфигурки и индицирования

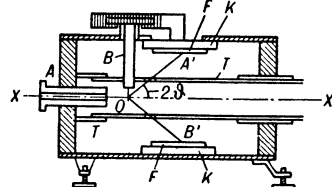


Рис. 1. Текстургонометр: А — коллиматор; В — держатель образца; А'В' — дифракционный конус, выделенный экраном Т; F — фотопленка, помещенная в кассете К; x — x — направление первичного пучка рентгеновских лучей; O — образец; φ — Брегговский угол отражения.

рентгенограмм, охвату интерференционного поля, удобству и точности измерения интенсивности и параметров решетки, сопоставимости рентгенограмм различных плоскостей и пр. Наиболее широко применяются Р. г.

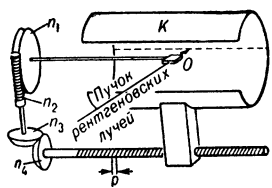


Рис. 2. Схема рентгеновского гониометра типа Вайсенберга:  $n_1, n_2, n_3, n_4$  — зубчатые передачи и ходовой винт с шагом  $p$  определяют «маштаб» искаженного изображения обратной решетки; O — исследуемый образец; K — цилиндрич. пленка.



типа Вайсенберга (рис. 2), к-рые дают искаженное изображение обратной решетки, но позволяют получить большой охват дифракционного поля; Р. г. типа КФОР (камера фотографирования обратной решетки; съемка по методу де-Йонга и Боумана) и (реже) камера прецессии (съемка по методу Бургера); последние 2 вида Р. г. дают неискаженное изображение обратной решетки, но с ограниченной областью съемки.

В Р. г. Вайсенберга коллимированный пучок рентгеновских лучей направляется на колеблющийся кристалл под нек-рым углом к оси колебания. Рефлексы одного дифракционного конуса (определенная плоскость обратной решетки) проходят через прорез в экране и фиксируются на пленке, расположенной в цилиндрич. кассете (ось к-рой совпадает с осью колебания), смещающей поступательно вдоль оси, синхронно с углом поворота кристалла. Угол колебания устанавливается в зависимости от того, какая часть плоскости (с учетом симметрии) обратной решетки должна регистрироваться. Различные по конструкции Р. г. Вайсенберга допускают использование тех или

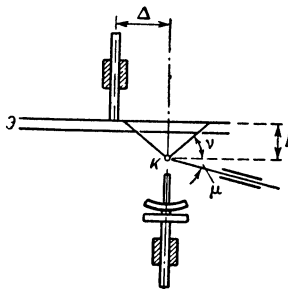


Рис. 3. Схема рентгеновского гониометра КФОР: К — кристалл; Э — экран, выделяющий дифракционный конус; Δ — смещение осей вращения пленки и кристалла; величины D и v определяют масштаб изображения обратной решетки.

иных методов съемки (перпендикулярного пучка, эквинаклонный и др.). В Р. г. КФОР (камера фотографирования обратной решетки) коллимированный пучок рентгеновских лучей попадает на вращающийся кристалл под нек-рым углом к оси вращения (рис. 3). Угол наклона определяет выбор дифракционного конуса, рефлексы к-рого, пройдя через кольцевую прорез в экране, регистрируются на плоской пленке, вращающейся синхронно и в том же направлении, что и кристалл. Ось вращения пленки параллельна оси вращения кристалла и лежит в той же плоскости, но смещена относительно последней, что обеспечивает правильную регистрацию рефлексов. Изображение обратной решетки различных плоскостей получается с сохранением масштаба, что обеспечено постоянством угла раствора конуса.

Применяются также интегрирующие Р. г., в к-рых кассета при основном перемещении совершает дополнительные движения, асинхронные основным. Это ведет к размыванию рефлекса на нек-рую область пленки и более равномерному распределению общей регистрируемой интенсивности.

Известны (но крайне редко применяются) Р. г. Саутера с плоской вращающейся кассетой, что ограничивает область съемки; Р. г. Шибольда (изменение метода Саутера применением цилиндрич. кассеты) и несколько чаще применяемая камера прецессии Бургера; подробнее об этих типах Р. г. см. [2, 3].

В области дифрактометрии (см. Рентгеновский дифрактометр) Р. г. обеспечивает перемещение образца и счетчика относительно первичного пучка так, чтобы выполнялось условие фокусировки (рис. 4; см. также рис. 2 в ст. Рентгеновский дифрактометр) в методах исследования поликристаллов. В методике исследования монокристаллов на дифрактометре Р. г. служит

для выведения кристалла в отражающее положение и установки детектора на область пространства возникновения отражения. Расположение фокуса рентгеновской трубки входит в общую рентгенооптич. схему. Р. г. обычно снабжены приводами, обеспечивающими необходимые независимые или совмещенные движения кристалла и счетчика (или трубки) при регистрации интенсивности рефлекса. Обычно Р. г. дифрактометра общего назначения с помощью приставок применяется для решения той или другой задачи (тепм-рные исследования, исследования текстур и т. д.) [4].

Лит.: 1) Жданов Г. С., Уманский Я. С., Рентгенография металлов, 2 изд., М.—Л., 1941; 2) Бургер М., Рентгеновская кристаллография, пер. с англ., М., 1948; 3) Уманский Я. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; 4) Хейкер Д. М., Зевин Л. С., Рентгеновская дифрактометрия, М., 1963. В. В. Зубенко.

**РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИФРАКТОМЕТР** — прибор для измерения интенсивности и направления дифрагированного от исследуемого объекта рентгеновского излучения. В Р. д. для измерения интенсивности излучения применяются Гейгера—Мюллера счетчики (в основном самогасящиеся), пропорциональные счетчики и сцинтилляционные счетчики.

Преимущества метода Р. д. по сравнению с фотографич. методами рентгеноструктурного анализа — более высокая точность и чувствительность, сокращение сроков анализа вследствие сокращения времени съемки и исключения фотообработки и микрофотометрирования рентгеновской пленки.

Р. д. состоит из источника рентгеновского излучения — рентгеновского аппарата и рентгеновской трубки, из гониометрич. устройства, счетчика квантов рентгеновского излучения и электронного измерительно-регистрирующего устройства.

Рентгенограмма в Р. д. измеряется не одновременно (как в рентгеновских камерах), а последовательно; поэтому необходимо либо поддерживать стабильность интенсивности первичного пучка (Р. д. с электронной стабилизацией напряжения и тока трубки), либо измерять одновременно интенсивность первичного и дифрагированного пучков и брать их отношение (Р. д. с дополнит. мониторным каналом).

Гониометрич. устройство в Р. д. предназначается для создания необходимой геометрии съемки, для поворота образца и счетчика и точного (до 0,01°) отсчета углов поворота. В Р. д. чаще всего используется фокусирующее расположение по Брэггу—Брентано. Плоский образец вращается со скоростью, в 2 раза меньшей скорости вращения счетчика, так, чтобы нормаль к поверхности образца делила все время пополам угол 180° — 2θ (2θ — угол между падающим и дифрагированным лучами) (рис. 1). Плоская поверхность образца касается фокусирующей окружности, проходящей через фокус рентгеновской трубки, ось гониометра (ось вращения образца и счетчика) и шель счетчика. Радиус фокусирующей окружности  $r_f = R_r / 2 \sin \theta$ , где  $R_r$  — радиус гониометра.

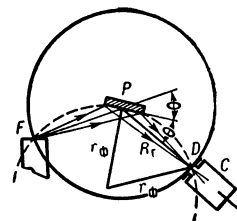


Рис. 1. Фокусировка в рентгеновском дифрактометре (по Брэггу—Брентано): F — фокус рентгеновской трубки; P — плоский образец;  $R_r$  — радиус гониометра; D — приемная шель счетчика; C — счетчик;  $r_f$  — радиус круга фокусировки.

Поскольку поверхность образца только касается фокусирующего цилиндра, а не совпадает с ним, возникает искажение дифракционного профиля (размытие и сдвиг), зависящее от угла расходимости первичного пучка в горизонтальной плоскости фокусировки. Другой важный источник искажений — вертикальная расходимость первичного и дифрагированного пучков. Для ее уменьшения используют малую высоту штриховой проекции фокуса или при большой высоте фокуса на пути пучков ставят шель Соллера (стопки плоско-параллельных тонких пластинок, расстояние между к-рыми определяет вертикальную расходимость пучков) (рис. 2). Для получения большого углового разрешения применяют трубки со штриховой проекцией фокуса шириной до 0,05 мм ( $\approx 1'$  при  $R_r = 160$  мм) и такой же ширины шель счетчика.

В малых и средних лабораториях применяются универсальные Р. д., предназначенные в основном для фазового анализа, но в к-рых путем смены дополнительных гониометрич. устройств (приставок к основному гониометрич. устройству) можно менять геометрию и условия съемки. Существуют дополнительные гониометрич. устройства для исследования мо-

нокристаллов, преимуществ. ориентировок, низкотемпературных и высокотемпературных исследований, для исследований в условиях глубокого вакуума и высоких давлений и т. д.

В больших лабораториях применяются высокопроизводительные автоматические специализированные Р. д., приспособленные для решения к.-л. одной задачи рентгеноструктурного анализа; напр., Р. д. для ориентировки монокристаллов, Р. д. для получения набора интенсивностей отражений от монокристалла, Р. д. для исследования текстур.

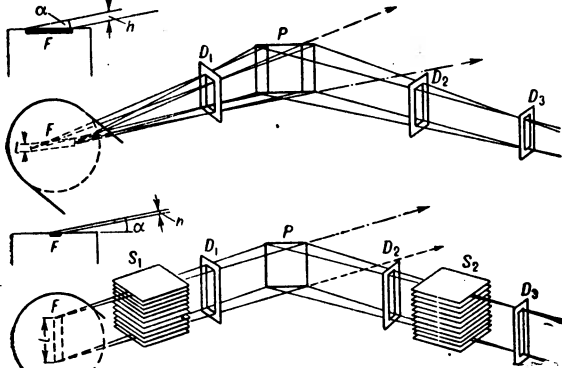


Рис. 2. Геометрия съемки в дифрактометре: вверх — с точечной проекцией фокуса; вниз — с штриховой проекцией;  $l$  — высота проекции фокуса;  $h$  — ширина проекции фокуса;  $S_1, S_2$  — щели Соллера;  $D_1, D_2, D_3$  — щели.

Чувствительность и точность дифрактометрич. измерений ограничиваются ошибкой статистики счета. Относит. ошибка статистики счета  $\epsilon = 1/\sqrt{N}$ ;  $N$  — число сосчитанных импульсов. Основное требование к счетчикам квантов, применяемым в Р. д., — высокая эффективность в области 0,5—2,5 Å. Наибольшую эффективность, ~100%, имеют спинтиллиационные счетчики. Эффективность счетчиков Гейгера и пропорциональных счетчиков 40—60%.

В Р. д. применяются различные типы регистрации. Наиболее распространена запись усредненной интенсивности скорости счета на ленте самописца при равномерно движущемся счетчике. При точных измерениях счетчик движется шагами, в каждой точке происходит подсчет числа импульсов за заданный временной интервал или измеряется время накопления заданного числа импульсов ( $\epsilon = 1/\sqrt{N_0} = \text{const}$ ). В совр. Р. д. регистрация по точкам осуществляется автоматически, значение углового положения и интенсивности печатается на пирифотопечатающей машинке.

Р. д. позволяет измерять интенсивность дифракционной картины с точностью до 1% и углы дифракции с точностью до десятых долей минуты. Р. д. может применяться для решения почти всех задач рентгеноструктурного анализа.

Лит.: Хейкер Д. М., Зевин Л. С., Рентгеновская дифрактометрия, М., 1963; там же см. литературу.

Д. М. Хейкер.

**РЕНТГЕНОВСКИЙ МИКРОСКОП** — прибор для получения изображения малых объектов в рентгеновских лучах. С помощью Р. м. можно получать изображения внутр. строения объектов, непрозрачных для световых лучей и электронов.

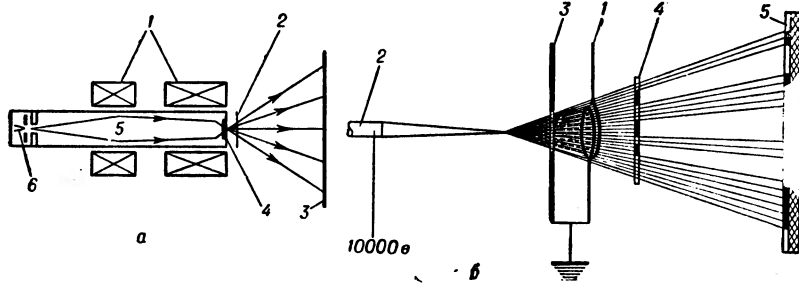


Рис. 1, а. 1 — электромагнитные линзы; 2 — образец; 3 — пленка; 4 — анод; 5 — электроны; 6 — катод.

Рис. 1, б. 1 — катод; 2 — игольчатый анод; 3 — электростатическая линза (диафрагма); 4 — образец; 5 — фотопластина.

Наиболее перспективной оказалась схема Р. м. на основе теневого проекции в расходящемся пучке рентгеновских лучей, испускаемых «точечным» источником. Для получения точечных источников существует неск. схем. В устройстве Косслета

и Никсона для получения теневого изображения (рис. 1, а) электроны, испускаемые раскаленной нитью (катодом), фокусируются двумя магнитными линзами на мишень — аноде [1, 2]. Получаемый пучок электронов возбуждает в очень тонком полупрозрачном аноде (из Au, Ag, Cu) мягкие рентгеновские лучи. На пути лучей, выпускаемых в воздух или вакуумную камеру, помещают просвечиваемый образец и фотопластинку, на к-рой проектируется рентгеновое теневое изображение. На рис. 2 приведен Р. м. ГОИ, построенный по принципу Косслета и Никсона [3]. Для уменьшения экспозиции изображение проектируется не на оптимальном расстоянии фотопластины от анода, а на более близком. Предельное оптимальное увеличение (до 2000 ×)

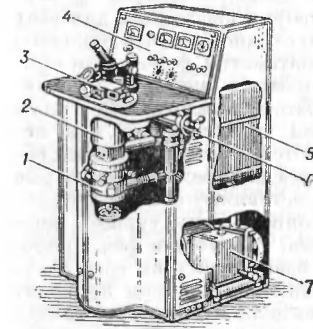


Рис. 2.

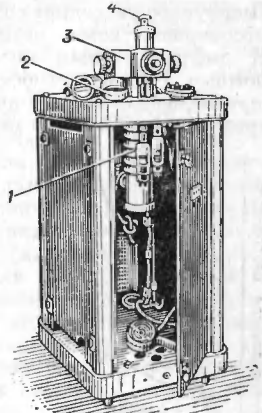


Рис. 3.

Рис. 2. Рентгеновский теневого микроскоп ЭВ-35: 1 — электронная пушка; 2 — электромагнитная линза; 3 — фотокамера; 4 — пульт управления; 5 — блоки электр. питания; 6 — вакуумный переключатель; 7 — форвакуумный насос.

Рис. 3. 1 — вакуумная система; 2 — фотонассета; 3 — вакуумный переключатель; 4 — точечный источник излучения.

достигается последующим фотографич. увеличением. Разрешающая способность Р. м. Косслета и Никсона достигает 0,1—0,2 мк. Экспозиция (от 1 до 30 мин) зависит от просвечиваемого вещества и толщины образца. Съемки производятся при напряжениях 8—10 кВ. Часть энергии электронного пучка, превращаемого в рентгеновские лучи, пропорциональна ускоряющему напряжению и атомному номеру материала антикатада. Но с повышением ускоряющего напряжения уменьшается контраст изображения, поэтому оптимальное ускоряющее напряжение нежелательно увеличивать свыше 10 кВ.

В основе Р. м. Ровинского, Лютцау и Авденко [4] (рис. 1, б и 3) лежит другой конструктивный принцип получения точечного источника рентгеновских лучей. Фокусировка электронного осуществляется электростатически. Электронный пучок направляется на край весьма остро заточенной электролитич. способ иглы — анода (рис. 1, б). Радиус кривизны острия иглы можно легко довести до 0,01 мк. Однако электроны падают не только на острие, но также на боковую конич. поверхность иглы, прилегающую к острию. Величина последней определяется фокусирующим устройством — формой и размерами диафрагмы, формой и диаметром катода (катодной петли) и в очень большой степени центрировкой острия, фокусирующей диафрагмы и катодной петли. Стреловое направление рентгеновских лучей и электронного пучка обеспечивает сохранность выходного окна, расположенного на очень близком расстоянии от катода, и чистоту рентгенового изображения. Лучи выпускаются в воздух или в вакуумную камеру, в к-рой устанавливаются образец и фотопластинка, на к-рой проектируется теневое изображение. Разрешающая способность такого Р. м. достигает 0,2—0,3 мк. Съемка осуществляется при напряжениях 1—15 кВ.

Лит.: 1) Cosslett V. E., Nixon W. C., «J. Appl. Phys.», 1953, в. 24, № 5, p. 616; 2) Nixon W. C., «Proc. Roy. Soc. A», 1955, v. 232, № 1191, p. 475; 3) Вадьякьянц Г. О., «Биофизика», 1956, т. 1, вып. 4, с. 341; 4) Ровинский и Б. М. [и др.], там же, 1956, т. 1, вып. 2, с. 163; 5) Rovinsky V. M., Lutsau V. G., в кн.: X-ray microscopy and microangiography. Proceedings of a symposium, Cambridge, 1956, N. Y., 1957.

В. Г. Лютцау.

**РЕНТГЕНОВСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ** — исследование атомной структуры веществ путем изучения картин дифракции и рассеяния рентгеновских

лучей этими веществами. В Р. с. а. исследуются дифракционные картины: 1) монокристаллов, 2) поликристаллов и 3) объектов, не обладающих строгой трехмерной периодичностью: полимеров, аморфных веществ, жидкостей, газов. Дифракционные картины состоят из диффузного фона и селективных максимумов, распределение и интенсивность к-рых позволяют определить атомно-кристаллич. строение веществ. Диффузное рассеяние связано со статистич. и динамич. несовершенствами реальных кристаллич. веществ. К дифракционным методам исследования веществ, помимо Р. с. а., относятся *электронография* и *нейтронография*. Геометрич. теория дифракции для всех трех излучений имеет много сходного; почти одинаков и математич. формализм применяемых методов расчета.

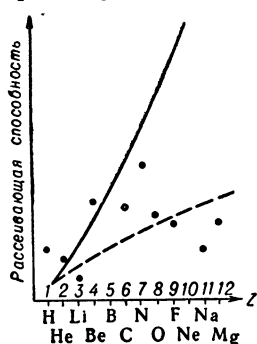


Рис. 1. Сравнение рассеивающих способностей атомов с  $Z$  от 1 до 12 для рентгеновских лучей (—), электронов (---) и нейтронов (.....). За единицу принято рассеяние атомом водорода.

Рентгеновские лучи рассеиваются электронными оболочками; электроны взаимодействуют с электростатич. потенциалом атомов, а нейтроны — с ядрами. На рис. 1 приведено сравнение относительных рассеивающих способностей легких атомов для трех излучений. Рассеяние рентгеновских лучей, электронов и нейтронов по-разному зависит от атомного номера  $Z$ . При малых углах рассеяния рентгеновские лучи рассеиваются атомами пропорционально  $Z$ , а при больших  $\sim Z^{1.2}$ . Для электронов такая зависимость выражена слабее ( $\sim Z^{0.7}$ ). Для рассеяния нейтронов нет явной зависимости от  $Z$ . Это означает, что в электронографии и нейтронографии легче локализовать легкие атомы в присутствии тяжелых, т. к. в рентгенографии тяжелые атомы дают наибольший вклад в амплитуду рассеяния, влияние легких атомов незначительно и их трудно выявить [1, 1, a].

#### Определение атомно-кристаллической структуры.

В исследовании атомно-кристаллич. структуры веществ можно выделить 2 этапа: 1) определение размеров элементарной ячейки, типа решетки Браве, пространственной (рентгеновской) группы симметрии; 2) установление координат атомов из интенсивностей дифракционной картины. Если монокристалл не ограничен или его грани недостаточно хороши для определения класса на оптич. гониометре, то кристалл ориентируют по методу Лауэ. По лауэвской симметрии определяют один из 11 лауэвских дифракционных классов, затем определяют элементарную ячейку методом колебаний кристалла или по рентгенограмме вращения (см. *Вращающегося кристалла метод, Рентгенограмма*). Если вещество трудно получить в виде монокристалла, то все исследование проводится дебаевским методом. Рентгенограмма порошков (*дебаграмма*) требует большой работы при индировании веществ низких сингоий, начиная с ромбической. Существуют спец. *рентгеновские гониометры*, позволяющие получать изображение обратной решетки кристалла, и *рентгеновские дифрактометры* с автоматич. регистрацией

отражений. Погасания рефлексов, имеющиеся на рентгенограммах, позволяют судить о рентгеновской группе, к-рая не всегда отождествляется с одной пространственной группой и может содержать до трех пространств. групп. Интенсивности отражений можно измерять фотометрированием рентгенограмм или ионизационным методом. Из интенсивностей легко вычисляются значения структурных амплитуд в отн. единицах:  $F(hkl) \sim \sqrt{I_{\text{изм}}/f(v)A}$ , где  $I_{\text{изм}}$  — интегральная интенсивность рефлекса  $hkl$ ,  $f(v)$  — ф-ция угла отражения [1, 5],  $A$  — поправочные коэфф.: абсорбционный, темп-ный и др.; их число и характер в значит. степени определяются объектом, его геометрией и методом съемки.  $F(hkl)$  представляет собой амплитуду рассеяния элементарной ячейки от плоскости  $(hkl)$  в электронных единицах:  $F(hkl) = \sum_i f_i \exp 2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)$ , где суммирование проводится по всем атомам элементарной ячейки ( $x_i, y_i, z_i$  — координаты  $i$ -го атома,  $f_i$  — его атомный фактор,  $h, k, l$  — индексы отражающей плоскости).

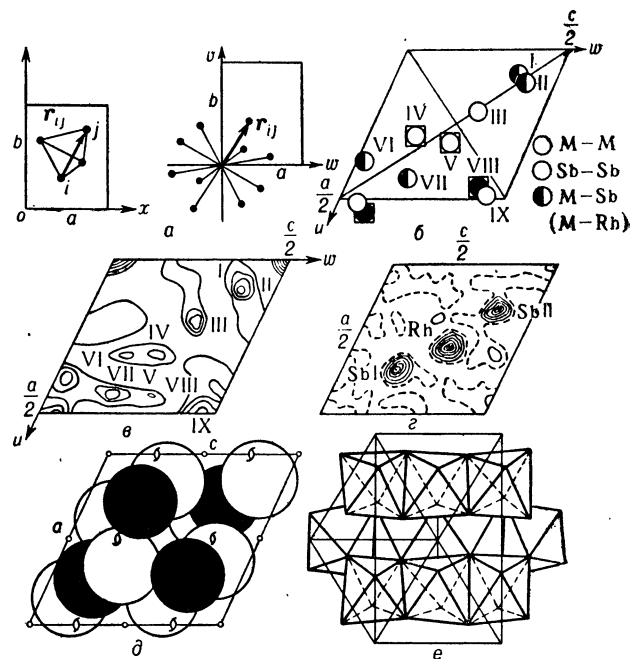


Рис. 2. а — переход от координат  $xu$  для двухмерной произвольной структуры к координатам  $uvw$  ее векторной модели;  $a$  и  $b$  — периоды идентичности элементарной ячейки. б — теоретич. модель ряда межатомных векторов  $P(uOw)$ . Кругами отмечены двойные максимумы межатомной ф-ции, т. е. такие, к-рые имеют «вес», соответствующий двукратному наложению концов векторов. Одинарные максимумы обведены квадратиком, нулевой максимум опущен; в — экспериментальная проекция ряда межатомных векторов  $P(uOw)$ , кристаллов  $RhSb_2$ . Наблюдается хорошее соответствие с теоретич. моделью; г — проекция электронной плотности  $\rho(xOz)$  для кристалла  $RhSb_2$ ; д — проекция структуры кристалла  $RhSb$ , на плоскость  $BC$ ; е — представление структуры  $RhSb$ , в координатных полиэдрах атомов Rh — октаэдрах [9].

В начале развития Р. с. а. метод нахождения координат атомов сводился к методу проб и ошибок, сущность к-рого заключается в подсчете значений  $F(hkl)$  (вычисленных) для нек-рых предполагаемых координат и сравнении их с экспериментально полученными значениями  $F(hkl)$  (измеренными). В методе проб и ошибок широко пользуются геометрич. размерами атомов, молекул и их взаимным расположением, определяемым симметрией кристалла. Интегральная ф-ла

структурной амплитуды  $F(hkl)$  выражается через электронную плотность

$$F(hkl) = \int_V \rho(x, y, z) \exp 2\pi i (hx + ky + lz) dV.$$

С помощью обратного преобразования Фурье и разложения в ряд можно получить из этой ф-лы выражение для электронной плотности в самой общей форме:

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{V_0} \sum_h \sum_k \sum_l F(hkl) \times \exp [-2\pi i (hx + ky + lz)].$$

В принципе это соотношение позволяет найти распределение электронной плотности и координаты атомов в ячейке кристалла. В простых случаях, когда положение атомов в структуре определяется небольшим числом параметров, можно довольствоваться построением проекций электронной плотности на направление или плоскость. На рис. 2 приведена проекция электронной плотности для моноклинного кристалла RhSb<sub>2</sub>. Однако из интенсивностей можно получить непосредственно лишь квадрат модуля амплитуды  $|F|^2$ , а не структурную амплитуду  $F$ ; последняя характеризуется фазой отражения, к-рая не может быть определена по интенсивности. Ее можно найти на последних этапах метода проб и ошибок, зная координаты большей части атомов; тогда ряды электронной плотности служат для выяснения деталей структуры. При анализе расхождения вычисленных и эксперимент. амплитуд очень часто пользуются минимализацией фактора достоверности  $R = [\sum |F_{\text{выч}}| - |F_{\text{эксп}}|] / \sum |F_{\text{выч}}|$ . На конечном этапе исследования величина этого фактора отражает в основном точность измерения интенсивностей и составляет при измерениях по маркам почернения 10—20%, при более точных измерениях интенсивностей на интегрирующих рентгенгонометрах с последующим фотометрированием или дифрактометрах — от 5% до 10%. Неучет др. факторов, влияющих на интенсивность, приводит к большому отклонению  $R$ -фактора от указанных величин.

При определении кристаллич. структур широко распространены прямые методы.

Напр., принципиально можно решить систему ур-ний типа

$$|F_{hkl}|^2 = \sum_{i,j=1}^N f_i f_j \exp [2\pi i \{h(x_i - x_j) + k(y_i - y_j) + l(z_i - z_j)\}]$$

относительно величин:  $x_i - x_j = u_{ij}$ ;  $y_i - y_j = v_{ij}$ ;  $z_i - z_j = w_{ij}$ , представляющих межатомные расстояния, из к-рых может быть воссоздана структура кристалла. Построение ряда Фурье по данным  $|F|^2$ , полученным непосредственно из опыта, дает векторную диаграмму межатомных расстояний в ячейке кристалла:

$$P(uvw) = \sum_{h,k,l=-\infty}^{+\infty} |F_{hkl}|^2 \cos 2\pi (hu + kv + lw),$$

наз. также синтезом Паттерсона или  $F^2$ -рядом. Возможность прямой расшифровки  $F^2$ -рядов вытекает из того, что  $P(uvw)$  есть распределение  $\rho(xyz)$  по закону  $\rho(x, y, z)$ . Если аппроксимировать  $\rho(xyz)$  «точечной» структурой, то система точек будет отвечать максимумам электронной плотности. Сдвиг точечной структуры с помещением определенного атома в начало координат приводит к совокупности векторов от этого атома до всех остальных. Поочередные сдвиги дадут всевозможные межатомные расстояния, а при учете веса атомов вся полученная картина будет обладать всеми свойствами ф-ции  $P(uvw)$ . Образование векторной модели из соответствующей заданной структуры и переход от координат  $xyz$  к  $uvw$  показан на рис. 2, а. При анализе экспериментальных моделей  $P$ -ф-ции необходимо учитывать ее основные свойства: 1) вектор, соединяющий 2 любых атома в  $\rho(xyz)$ , в ф-ции  $P(uvw)$ , такой же ориентированный в пространстве вектор, но отложенный от начала координат; 2)  $P$ -ф-ция всегда центросимметрична; 3) вес максимума в ф-ции  $P$  пропорционален произведению весов максимумов, соответствующих атомам  $i$  и  $j$  в ф-ции  $\rho$  (что прибр. равно произведению атомных номеров  $Z_i$  и  $Z_j$ ) на число расстояний  $i - j$  в структуре; 4) в  $P$ -ф-ции в начале координат всегда имеется

максимум, представляющий расстояния атомов «до самих себя»; 5) если  $\rho$  содержит  $N$  атомов, то в  $P$  содержится  $N^2$  максимумов;  $N$  максимумов сливаются в начале координат, а остальные  $N(N - 1)$  распределены в объеме ячейки.

Связь расположения атомов в структуре с ф-цией межатомных расстояний видна из рис. 2, а, б, г, д, е; теоретич. векторная модель, построенная по координатам атомов, отлично совпадает с экспериментальной. Анализ  $F^2$ -рядов облегчается в присутствии «тяжелого» атома для изоморфного замещения. Из  $F^2$ -рядов часто удается получить «пробную» модель структуры. Последующий процесс работы над такой моделью очень близок к методу проб и ошибок и сводится к уточнениям модели по рядам электронной плотности. Широко распространены сечения трехмерного синтеза  $F^2$ -ряда типа сечений Харкера, использующих симметрию кристалла, ф-ции минимализации и т. д. [5, 6]. Проблема фаз для центросимметричного кристалла сводится к определению знаков  $F$  и ее можно решить, применяя неравенства, связывающие амплитуды разных отражений (например, неравенства Харкера — Каспера [6]) или же на основе некоторых статистич. соотношений между амплитудами. Имеются различные модификации этих методов, пользующихся более сильными неравенствами или — при статистич. определениях знаков — соотношениями между знаками структурных амплитуд, следующими из пространств. группы. После нахождения достаточного количества знаков у структурных амплитуд 2-я стадия исследования проводится методом рядов Фурье.

Широко распространены при решении структур методы вешенных и поясных проекций [5]. Различные виды проекций, а также сечений можно представить как результат проектирования, напр., электронной плотности  $\rho(xyz)$  с ее умножением на «проектирующую» ф-цию  $f(xyz)$ . Вид «проектирующей» ф-ции  $f(xyz)$  определяет характер проекции:

$$\sigma_f(x, y) = c \int_0^1 \rho(x, y, z) f(x, y, z) dz.$$

Частным случаем такой «функциональной» проекции являются обычные (нулевые), условные, поясные проекции [5]. Можно выделить модульные, перспективные проекции или комбинации условных проекций. Умножением  $\rho(xyz)$  на специально подобранную ф-цию  $f(xyz)$  можно понизить вес тяжелых атомов или усилить вес легких; такие проекции наз. весовыми. Имеются нек. более сложных видов проекций, но для всех проекций общим является зависимость от симметрии (пространств. группы). Электронная плотность — анизотропная ф-ция рас-пределения электронов в атоме; поэтому атомный фактор  $f(\vec{H})$  будет анизотропен относительно вектора обратной решетки  $\vec{H}$  и может быть определен из соотношения  $f(\vec{H}) = \int_V \rho(\vec{r}) \exp$

$[2\pi i(\vec{H} \vec{r})] dV$ . В обратной задаче по эксперимент. данным можно определить  $f(\vec{H})$  и затем судить о форме  $\rho(\vec{r})$ . Можно выделить уточнение координат атомов структуры в качестве самостоят. задачи, т. к. повышение точности в определении  $\Delta x_i$ ,  $\Delta y_i$  и  $\Delta z_i$  требует привлечения в нек-рых случаях всей совокупности отражений  $hkl$  и особых методов расчета. Погрешности результатов  $P$ . с. а., возникающих при определении координат атомов, зависят от: 1) оценки интенсивностей; 2) правильного учета факторов: поглощения, экстинкции и т. д.; 3) приближений в ф-лах, использованных для вычислений; 4) неточного знания  $f$ -кривых, зависящих от зарядности атома или иона; 5) обрыва рядов Фурье; 6) разрешения максимумов при их взаимном наложении; 7) абс. ошибки в определении координат атомов зависят от точности определения констант решетки. Обычную точность определения  $\Delta a$ ,  $\Delta b$ ,  $\Delta c \sim 0,001 - 0,05$  Å можно повысить в результате прецизионных определений. Точность полученных координат атомов в  $P$ . с. а. обычно не меньше 0,01—0,02 Å. В нек-рых случаях эта величина достигает 0,001 Å. Точность в определении валентных углов между атомами  $\sim 1^\circ$ .

Определение кристаллич. структур веществ дало мощный толчок в развитии кристаллохимии самых различных направлений от сравнительно простых металлических и полупроводниковых соединений до сложных кристаллич. полимеров. Исследования структуры белков и биополимеров позволили получить ряд интересных результатов, имеющих большое значение для биофизики, биохимии и молекулярной биологии. Кристаллич. белки представлены рядом соединений с молекулярным весом от неск. тысяч (глобулин и инсулин) до неск. миллионов (небольшие вирусы). Большому молекулярному весу соответствуют огромные, по сравнению с низкомолекуляр-

ными веществами, размеры отдельных частиц. Для глобулярных белков частицы имеют диаметр  $\sim 200-300 \text{ \AA}$ , а вирус табачной мозаики представляет собой стержень диаметром  $\sim 150 \text{ \AA}$  и длиной  $3000 \text{ \AA}$ . Элементарные ячейки кристаллич. белков имеют объемы от неск. десятков тысяч до неск. миллионов  $\text{ \AA}^3$ . Рентгенограммы белков содержат десятки и даже сотни тысяч рефлексов. Трудность расшифровки усугубляется тем, что как сами молекулы белка, так и образуемые ими кристаллы часто не имеют центра симметрии. Так, кристаллы гемоглобина лошади кристаллизуются в моноклинной системе:  $a = 109$ ;  $b = 63$ ;  $c = 55 \text{ \AA}$ ;  $\beta = 111^\circ$ . Пространственная группа  $C2 [10]$ . Наибольший успех был достигнут в расшифровке структуры кристалла мукогеглобина спермы кита [11]. Развитие структурных исследований белков и установление их строения привели к такому развитию молекулярной биологии, когда станет возможным сознательное изменение хим. способами природы биологич. объектов, что откроет новые возможности в работах по селекции растений и, вероятно, живых организмов. Однако расшифровка структуры биополимеров невозможна без применения быстродействующих электронных вычислит. машин. Созданы программы для решения структурных задач: суммирование рядов Фурье, расчет структурных амплитуд, уточнение координат атомов, параметров тепловых колебаний атомов, нахождение знаков из распределения  $M$ -ф-ции, минимализация  $R$ -фактора, знаковые «прямые» методы и т. д.

**Специальные вопросы Р. с. а.** Прецизионное определение периодов кристаллической решетки. Ошибка в измерении периодов кристаллич. решетки уменьшается с увеличением угла брэгговского отражения  $\phi$ , что определяется соотношением:  $\Delta a/a = \pm \Delta \phi \operatorname{ctg} \phi$ . При фотографич. регистрации для повышения точности определения параметра решетки применяется метод асимметричной закладки пленки в дебаевской-цилиндрич. камере. Широко распространена съемка с эталоном. Часто применяется графич. экстраполяция эксперимент. значений периодов к  $\phi = 90^\circ$ , напр. по значениям  $\cos^2 \phi$ . Из аналитич. методов получил распространение метод наименьших квадратов. Наиболее точный метод определения положения максимума кривых интенсивности — метод определения центра тяжести. Ионизационный метод регистрации позволяет проводить более точные и более быстрые измерения положений центра тяжести максимумов. Точность определения периодов решетки при введении нек-рых спец. поправок может быть доведена до  $10^{-5}-10^{-6}$ . Напр., прецизионный параметр ячейки  $W$  равен  $3,16524 \pm 5 \text{ \AA}$  [12].

**Рентгеновский фазовый анализ.** Определение фазового состава может быть качественным и количественным. При качеств. определении расположения и интенсивности линий на рентгенограммах исследуемого образца сравниваются с литературными данными. Особенно удобен анализ фазового состава, основанный на визуальном сравнении двух рентгенограмм: образца неизвестного фазового состава и образца с известным фазовым составом. При количеств. фазовом анализе проводятся измерение и сравнение интенсивностей образца и эталона, находящихся в смеси. Часто предварительно строится градуировочный график зависимости отношения  $I_{\text{образца}}/I_{\text{эталона}}$  от процентного содержания эталона. Для двухфазных систем применяется метод гомологич. пар, основанный на выборе линий с разным по чернению для различных концентраций компонентов. Точность установления количественного фазового анализа на установках с ионизационной регистрацией весьма велика, и в нек-рых случаях расхождение между хим. анализом и количественным рентгеновским анализом достигает всего 1—2%. Обычно для проведения фазового анализа используются съемки поликристаллич. материалов, но принципиально можно проводить фазовый анализ на монокристаллах. В смесях кристаллич. веществ с аморфной фазой количество последней можно определить по отношению интегральных интенсивностей в определенном интервале углов  $\phi$  при полной аморфизации вещества к его исследуемому состоянию.

**Изучение текстуры материалов Р. с. а.** применяется при определении преимуществ. ориентировок — текстур. Имеются спец. типы рентгеновских камер и текстургонометров, позволяющих получать быстрые сведения о текстуре материала. Текстуру можно характеризовать полусферич. фигурой, построение к-рой проводится по рентгенограмме.

**Исследование мозаичной структуры и внутренних напряжений.** Искажения атомной структуры сильно сказываются на прочности материалов, к-рая возрастает при уменьшении размеров блоков мозаики. Наиболее полные и достоверные данные о мозаичности материалов получают при рентгенографич. исследовании. Мозаичную структуру можно определять по интегральным интенсивностям интерференций, по ширине и форме дифракционных линий, по исследованию монокристаллич. рефлексов и т. д. Определение размеров блоков по интенсивности линий связано с изменением первичной экстинкции, приводящей к снижению интенсивности сильных линий, расположенных под малыми углами. Текстура материала искажает соотношение

интенсивностей между линиями; поэтому этот метод может давать ошибочные результаты. Определение размеров блоков можно производить по ширине и форме линии. Если кристалл очень мал, то в отражении рентгеновских лучей участвует небольшое число атомных плоскостей  $\sim 500$ , что так же, как уменьшение числа штрихов обычной дифракционной решетки, приводит к уширению дифракционных линий. При изучении размеров блоков в пластически деформированных материалах необходимо проводить разделение эффектов уширения линии от микронапряжений и дисперсности блоков мозаичности. Для этого применяют гармоники. анализ формы дифракционных линий. Мозаичность также может быть определена по изучению формы, размеров и тонкой структуры рентгеновских рефлексов при применении методов, дающих высокое разрешение. В этом случае рефлексы от зерен могут расщепляться на отдельные пятна, каждое из к-рых соответствует блоку или зерну. Интересный метод исследования субструктуры и дислокаций Лэнга [13] основан на том, что, в соответствии с динамич. теорией интерференции, энергия в дифракционном максимуме, полученном от идеального (т. е. лишенного дефектов и не мозаичного) кристалла, гораздо меньше, чем от мозаичного, что связано с малой шириной области отражения в случае идеального кристалла. При наличии в кристалле субструктуры (дислокации, ошибки упаковки и т. п.) благодаря другой рассеивающей способности этих областей они проявятся на дифракционном пятне в виде линий (областей) другого почернения (черных при  $\mu t < 1$ , где  $t$  — толщина кристалла,  $\mu$  — коэфф. поглощения, и белых при  $\mu t \gg 1$  (эффект Боррманна [18]). При исследовании дислокации этим методом плотность дислокаций в кристалле должна быть очень низкой ( $< 10^6/\text{см}^2$ ).

Принципиальная схема метода Лэнга приведена на рис. 3, а, а рентгенограмма — на рис. 3, б. Введение сканирования образца и пленки позволило проследить

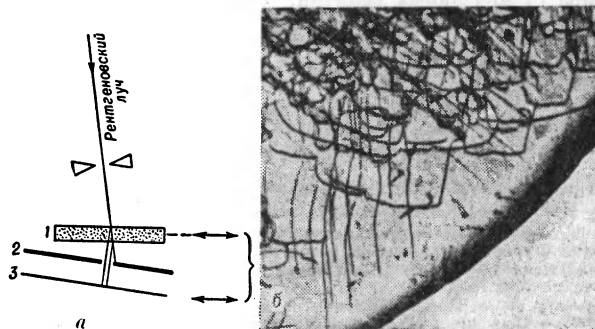


Рис. 3, а. Принципиальная схема метода Лэнга: 1 — кристалл; 2 — экран; 3 — пленка. Стрелки показывают одновременное перемещение пленки и образца параллельно их собственным поверхностям.

Рис. 3, б. Рентгенограмма по Лэнгу; кристалл Si.

за распределением дислокаций во всем кристалле. Метод Лэнга принадлежит к группе методов дифракционной топографии или микроскопии. Ценные данные по субструктуре можно получить и др. методами с высоким разрешением: Берга—Барретта [14], Гинье—Тенева [15]. Большие успехи Р. с. а. были достигнуты при исследовании деформированных материалов и эксперимент. определении напряжений 1-го и 2-го рода. Напряжения 1-го рода связаны с увеличением или уменьшением среднего расстояния между атомными плоскостями и относятся к макрообластям мате-

риала. Эти напряжения и ориентированные микронапряжения приводят к смещению линий на рентгенограмме. Напряжения 2-го рода, возникающие в объеме одного кристалла или блока, также связаны с отклонением от среднего межплоскостного расстояния, но не имеют определенной ориентировки к деформации. Такие неориентированные микронапряжения приводят к уширению линий на рентгенограмме. Смещение атомов из идеальных положений в кристаллической решетке в локальных областях (порядка межатомных расстояний) изменяет интенсивности линий на рентгенограммах. С помощью Р. с. а. можно определить различные характеристики напряжений. Для измерения напряжений 1-го рода наиболее широко применяется метод определения суммы главных напряжений. Точность определения напряжений достигает  $\pm 2 \text{ кг/мм}^2$  (сталь).

Полезные сведения о субструктуре можно получить при исследовании рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами [8], т. к. при малой дезориентировке блоков мозаики вблизи нулевого угла обратной решетки появляется двойное брэгговское рассеяние.

Оценка сил межатомного взаимодействия и диффузное рассеяние рентгеновских лучей в кристаллах. При изыскании новых высокопрочных материалов оценка свойств материала может быть проведена по упругим модулям основных фаз. Измерять непосредственно упругие модули очень твердых, хрупких фаз (карбиды, бориды) очень трудно. Существ. помощь оказывает рентгенографич. определение характеристик темп-ры тепловых колебаний  $\theta$ . Ослабление интенсивности за счет тепловых колебаний атомов выражается ф-лой  $I_T/I \exp(-2M)$ , где  $I_T$  — интенсивность с учетом тепловых колебаний,  $\exp(-2M)$  наз. температурным множителем:  $M = 8/3 \pi^2 a^2 (\sin^2 \theta / \lambda^2) \bar{u}^2$  — среднеквадратичное смещение атома из положения равновесия при данной темп-ре. Из квантовой теории теплоемкости для кубич. кристаллов следует

$$M = \frac{6\hbar^2}{mk\theta} \left( \frac{1}{4} + \frac{\Phi(x)}{x} \right) \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2},$$

где  $m$  — масса колеблющегося атома,  $k$  — постоянная Больцмана;  $\theta = \hbar v_{\max}/k$ ;  $x = \theta/T$ ;  $\Phi(x)$  — ф-ция Дебая.  $v_{\max}$  — макс. частота темп-рных колебаний атомов. Эта частота и  $\theta$  связаны с теплоемкостью твердого тела при низких темп-рах, с упругими модулями, темп-рой плавления, силами межатомных связей. Для определения  $\theta$  измеряют интенсивность одной и той же линии при разных темп-рах образца. По отношению интенсивности  $I_{T_1}/I_{T_2}$  находят

$$\alpha = \frac{1}{6} \left[ \frac{\Phi(\theta/T_2)}{\theta/T_2} - \frac{\Phi(\theta/T_1)}{\theta/T_1} \right] = \frac{\lambda^2}{\sin^2 \theta} \frac{mk}{6\hbar^2} \ln(I_{T_1}/I_{T_2}).$$

Определив  $\alpha$ , получают характеристич. темп-ру по предвзительно построенному для темп-р измерения  $T_1$  и  $T_2$  графику  $\alpha = f(\theta)$ .

Однако связь между  $u^2$ , непосредственно определяемого рентгеновскими методами, и  $\theta$  справедлива лишь в дебаевском приближении, т. е. при параболич. законе распределения плотности частот тепловых колебаний решетки. Поэтому и к оценке сил межатомного взаимодействия из значений темп-рного множителя следует относиться с осторожностью.

Анизотропия упругих свойств кристаллов сказывается на тепловом диффузном рассеянии. По распределению диффузного фона вокруг узла обратной решетки и соотношению его интенсивностей по различным направлениям можно определить отношение упругих постоянных кристаллов. Нахождение упругих постоянных таким методом — задача трудоемкая, но часто единственно возможная; напр., в случае мягких кристаллов, кристаллов малых размеров и

при высокотемпературных или низкотемпературных исследованиях. Методом диффузного рассеяния были определены упругие постоянные Al, Si, Ge, Pb,  $\alpha$ -Fe, V, Cu, алмаза, KCl, KBr, LiF и т. д. Метод дает относит. величины упругих постоянных с точностью до 5%, но абс. измерения менее точны. Для улучшения абс. значений результаты коррелируют по известным величинам сжимаемости. Число спектров упругих колебаний, определенных с помощью диффузного рассеяния, невелико. На рис. 4 приведены результаты одного из таких исследований для  $\alpha$ -Fe. Детальное исследование характеристик темп-ры

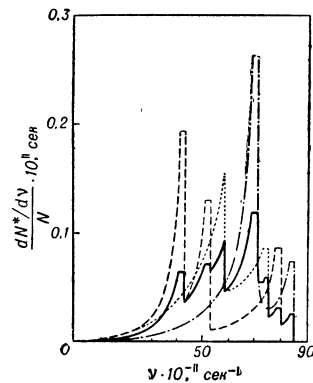


Рис. 4. Спектральное распределение акустич. частот  $\nu$  в  $\alpha$ -Fe для волн, распространяющихся в направлениях [100] (штрих-пунктирная кривая), [110] — (пунктирная кривая) [111] (точечная кривая). Сплошная кривая представляет частоты волн, распространяющихся во всех направлениях.  $N$  — полное число атомов в кристалле;  $dN^*$  — число волновых векторов, соответствующих интервалу частот  $a(\nu)$  (по Кьюрену [17]).

показывает, что она может изменяться с темп-рой. Поэтому  $\theta$ , определенные из отношения интенсивностей рентгеновских линий, измеренных при разных темп-рах, могут отличаться от истинных. Истинные значения  $\theta$  можно получить абс. измерениями интенсивности диффузного рассеяния.

Диффузное рассеяние в твердых растворах. Диффузное рассеяние рентгеновских лучей может быть связано также с различием в рассеивающей способности компонент в твердом растворе и со статистич. атомными смещениями. На основе изучения подобных нарушений были созданы теории дисперсионного твердения сплавов и различных дефектов решетки, возникающих при образовании твердых растворов. Диффузное рассеяние моно-

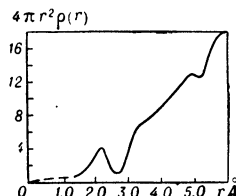


Рис. 5. Кривая распределения для ромбич. серы. По оси абсцисс отложен радиус координационной сферы, по оси ординат — число атомов на ней. Участок площади кривой (напр., площадь пика, максимум  $k$ -рого лежит при  $2,3 \text{ \AA}$ ) соответствует числу атомов в шаровом слое от 1,8 до 2,8 А.

хроматич. рентгеновских лучей монокристаллами, подвергнутыми облучению ионизирующими излучениями, позволяют определить характер нарушений, возникающих в кристаллах. По диффузному рассеянию сплавов можно определить параметр ближнего порядка  $\alpha_i$ , характеризующий отклонение числа атомов одного сорта на  $i$ -координационной сфере, окружающей атом другого сорта, от числа атомов, соответствующих средней концентрации компонентов.

Интенсивность рассеяния многоатомной жидкостью может

быть записана в виде  $I(s) = N \left[ \sum_m f_m^2 + 4\pi \int_0^\infty \sum_m k_m \rho_m(r) r^2 \times (\sin(sr)/sr) dr \right]$ , где  $m$  — сорт атомов жидкости,  $f = k_m f_e$ ;  $f_e$  — атомный множитель для электрона,  $k_m$  — эффективное число электронов в атоме. Суммирование происходит по структурным единицам. Это выражение позволяет изучать радиальное распределение плотности, получаемое Фурье-преобразованием из написанного выражения. По сходной ф-ле можно вычислить интенсивность диффузного рассеяния за счет возникновения ближнего порядка в сплавах. На рис. 5 изображена кривая радиального распределения для ромбической серы.



Р. с. а. применяется также для: 1) исследования фазовых превращений веществ в особых условиях: а) высоких темп-рах, б) низких темп-рах, в) высоких давлениях до 200 000 атм; 2) исследования радиоактивных образцов; 3) исследования строения жидких кристаллов; 4) изучения распада твердых растворов; 5) определения коэффициентов термического расширения; 6) изучения диаграмм состояния, катализаторов и т. д.

Применение методов Р. с. а. в физике, химии, технике, биологии не ограничивается указанными примерами. Р. с. а. продолжает развиваться, совершенствоваться и должен сыграть решающую роль при создании материалов с наперед заданными физ. и физико-химич. свойствами.

Лит.: 1) Жданов Г. С., Основы рентгеновского структурного анализа, М.—Л., 1940; 1а) Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; его же, «ЖЭТФ», 1954, т. 27, № 1, с. 44; 2) Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; 3) Китайгородский А. И., Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М.—Л., 1952; 4) Липсон Г., Кокрен В., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1956; 5) Порай-Кошиц М. А., Практический курс рентгеноструктурного анализа, М., 1960; 6) Бюргер М., Структура кристаллов и векторное пространство, пер. с англ., М., 1961; 7) Вайнштейн Б. К., Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах, М., 1963; 8) Гинье А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; 9) Жданов Г. С., Кузьмин Р. Н., «Кристаллография», 1961, т. 6, № 6, с. 872—81; 10) Reutz M. F. [a. o.], «Nature», 1960, v. 185, № 4711, p. 416; 11) Kendrew J. C. [a. o.], там же, p. 422; 12) Уманский М. М. [и др.], «Кристаллография», 1960, т. 5, № 1, с. 51; 13) Lang A. R., «Acta crystallogr.», 1959, v. 12, № 3, p. 249; 14) Berg W., «Naturwissenschaften», 1931, Bd 19, № 19; 15) Guinier A., Tenevin J., «Acta crystallogr.», 1949, v. 2, № 3, p. 133; 16) Вустер У. А., Диффузионное рассеяние рентгеновых лучей в кристаллах, пер. с англ., М., 1963; 17) Cullen H., «Acta crystallogr.», 1952, v. 5, № 3, p. 393; его же, «Bull. Soc. franc. mineral et cristallogr.», 1952, t. 75, p. 343; 18) Vogtman G., «Z. Phys.», 1941, Bd 42, S. 157. Р. Н. Кузьмин.

**РЕНТГЕНОГРАММА** — зарегистрированное на фотопленке пространственное распределение дифракционного рассеяния рентгеновских лучей исследуемым образцом. В дефектоскопии и медицине под Р. подразумевают теневой снимок объекта в рентгеновских лучах, выявляющий макроскопич. строение тела.

В зависимости от целей эксперимента и применяемого метода получают различные типы Р. При исследовании поликристаллов Р. наз. *дебаеграммой*, или порошковой. При исследовании монокристаллов получают след. типы Р.: 1) *Лауэграмма* — снимок с неподвижного кристалла в полихроматич. излучении; 2) *Эпиграмма* — аналогична лауэграмме, с тем отличием, что регистрируется область углов Брэгга, близких к  $90^\circ$ ; 3) Р. вращения, см. *Вращающееся кристалла метод*; 4) Р. колебания. На кристалл, колеблющийся в определенном угловом интервале, падает коллимированный пучок рентгеновских лучей обычно перпендикулярно оси колебаний. Р. регистрируется на пленку, заложенную в цилиндр, или полуцилиндр. кассету (редко плоскую), соосную оси колебания. Если вдоль оси колебания или близко к ней выведено простое кристаллографич. направление, на Р. будут зарегистрированы рефлексы, расположенные на словесных линиях аналогично Р. вращения, но число рефлексов будет ограничено в сравнении с последней в соответствии с ограниченностью интервала движения. Последнее обстоятельство значительно уменьшает неопределенность в индицировании пленки.

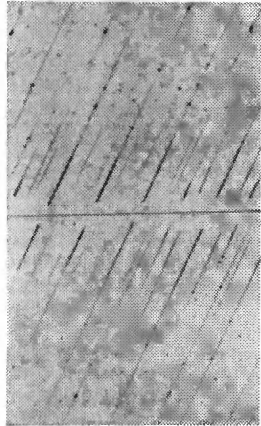


Рис. 1. Вайсенбергограмма: нулевая плоскость; шпинель; на снимке видны хвосты белого излучения.

Существенное уменьшение времени получения Р. колебания и однозначность ее индицирования по сравнению с Р. вращения позволяют широко применять метод колеблющегося кристалла, когда необходимо регистрировать отдельные

рефлексы (прецизионное определение параметров решетки и т. д.). Р. колебания позволяет выявлять некие элементы симметрии [2, гл. IV]. Р. колебания в ряде случаев используются для юстировки кристаллов, что особенно целесообразно при юстировке кристаллов с богатой дифракционной картиной.

5) Р., полученная в гониометрах с движущейся пленкой, — изображение плоскостей *обратной решетки*. Часто этот тип Р. наз. *разверткой* слоевой линии или в зависимости от применяемой аппаратуры и рентгенооптич. схемы *съемки* — *вайсенбергограммой* (рис. 1), *кфорограммой* (рис. 2) и т. д. (см. также *Рентгеновский гониометр*). Этот тип Р. применяется, когда необходима однозначность индицирования рефлексов и определение их интенсивности (определение пространств группы, построение электронной плотности и т. д.). Изображение обратной решетки на Р. этого типа может быть искаженным (вайсенбергограмма) или неискаженным (кфорограмма) [2, гл. VI]. Последняя допускает очень простую операцию индицирования простым подсчетом координат (числа) пятен; в то же время охват дифракционного поля ею меньше, чем для вайсенбергограммы. При необходимости определения интенсивности возможно большее числа отражений предпочтительны вайсенбергограммы, требующие определенной математич. обработки для перехода к неискаженному изображению обратной решетки.

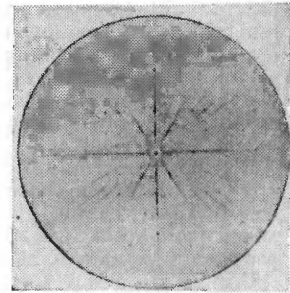


Рис. 2. Кфорограмма. Нулевая плоскость; шпинель.

6) *Топограмма*, *картограмма*, *Р. по Лангу* и т. д. — изображение нарушений структуры кристаллов фиксации на пленке отдельного рефлекса (обычно с последующим оптич. увеличением), полученного на монохроматич. излучении от монокристалла.

Для получения Р. используются специальными *рентгеновскими камерами*. При получении и обработке любой Р. необходимо учитывать, что, кроме изучаемых эффектов, будут проявляться усложняющие картину сопутствующие эффекты. Так, на Р. всегда присутствует «общий рентгеновский фон», что связано с некогерентным рассеянием образца и с флуоресценцией образца и среды; кроме рефлексов, соответствующих узлам обратной решетки, будут присутствовать «хвосты белого излучения», т. е. чаще всего при съемках Р. используются смешанным излучением [1]. Сопутствующие эффекты можно ослабить или убрать полностью, применяя полную или частичную монохроматизацию (с помощью кристалломонокроматоров или селективных фильтров), подбирая соответствующий материал анода трубки, и т. д.

Лит.: 1) Гинье А., Рентгенография кристаллов. Теория и практика, пер. с франц., М., 1961; 2) Уманский М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960. В. В. Зубенко.

**РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** — люминесценция, возбуждаемая рентгеновскими и  $\gamma$ -лучами.

Кванты возбуждающего излучения вырывают из атомов *люминофора* электроны, передавая им свою энергию. Дальнейший ход возбуждения Р. подобен процессу возбуждения *катодолуминесценции*. Выход Р., как и катодолуминесценции, зависит от эффективности передачи поглощенной энергии *центрам люминесценции*. Отсутствие способности к эффективной передаче энергии у многих веществ, интенсивно люминесцирующих при возбуждении ультрафиолетовым светом, приводит к тому, что Р. у них слаба или отсутствует совсем. Передача поглощенной энергии в кристаллич. рентгенолюминофорах осуществляется миграцией свободных дырок и электронов или миграцией *экситонов*.

В отличие от *фотолуминесценции*, Р. характеризуется квантовым выходом  $\eta_k \gg 1$  (напр., для волны  $\lambda_{\text{эфф}} = 0,27 \text{ \AA}$  у люминофора  $\text{ZnS} \cdot \text{CdS} \cdot \text{Ag}$   $\eta_k = 4 \cdot 10^3$ ). Как правило,  $\eta_k$  увеличивается по мере увеличения энергии квантов возбуждающего излучения. Энергетич. же выход Р. от энергии квантов обычно практически не зависит.

С природой поглощения рентгеновских и  $\gamma$ -лучей веществом связаны многие особенности Р., напр. характер зависимости ее интенсивности от энергии квантов возбуждающего излучения, в частности рост

интенсивности в области характеристик поглощения рентгеновских лучей, а также повышенная эффективность по отношению к «жесткому» излучению у люминофоров, содержащих в своем составе достаточно большую долю тяжелых атомов, сильнее поглощающих рентгеновские и  $\gamma$ -лучи. Большая проникающая способность фотонов высокой энергии (в отличие от электронов) делает целесообразным применение относительно крупнозернистых люминофоров и толстых покрытий (экранов). Это, в свою очередь, влечет за собой повышенные требования к прозрачности люминофора по отношению к собственному излучению.

Наиболее важным применением Р., к-рое было 1-м технич. применением люминесценции вообще, является получение изображений на рентгеновских экранах, представляющих собой слой люминофора, нанесенный на отражающую бумажную или пластмассовую подложку. Другое важное применение Р. — индикация рентгеновского и  $\gamma$ -излучений и их дозиметрия. Для этой цели чаще всего применяют монокристаллы щелочных иодидов или органич. кристаллы (см. *Сцинтилляторы*), а также люминофоры, дающие вспышку под действием инфракрасных лучей (см. *Высвечивание люминофоров*).

Лит.: 1) Риль Н., Люминесценция, перевод, М.—Л., 1946, гл. 9, § 3, 4; 2) Leveghz N. W., An introduction to luminescence of solids, N. Y.—L., 1950, p. 421; 3) Радиационная дозиметрия, пер. с англ., под ред. Н. Г. Гусева и К. А. Труханова, М., 1958, гл. 6; 4) Антонов-Романовский В. В., Особенности гамма-люминесценции фосфоров, «ЖЭТФ», 1951, т. 21, вып. 2, с. 269; 5) Гуревич А. М., Катомна Р. В., Энергетический выход люминесценции рентгеновских экранов, «Новости медицинской техники», 1962, вып. 3, с. 40 (библиогр.); 6) Луцкий Ч. Б. [и др.], О механизме люминесценции щелочно-галогенидных кристаллов при возбуждении ультрафиолетовой радиацией и жесткими излучениями, «Тр. Ин-та физики и астрон. АН ЭССР», (1961), № 15, с. 103.  
А. М. Гуревич.

**РЕНТГЕН-ЭКВИВАЛЕНТ ФИЗИЧЕСКИЙ — см. ФЭР.**

**РЕОЛОГИЯ** — наука о течении и деформации реальных сплошных сред (как, напр., неньютоновских жидкостей со структурной вязкостью, дисперсных систем, обладающих *пластичностью*). Р. рассматривает процессы, связанные с необратимыми остаточными деформациями вещества (*релаксация напряжений, упругое последствие, ползучесть* и т. п.), и является областью науки, находящейся между гидродинамикой и теорией упругости. Обычные ур-ния гидродинамики вязкой жидкости неприемлемы для реологич. тел, т. к. эти тела обладают аномалией вязко-

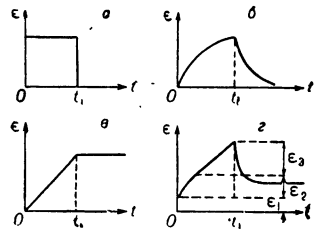


Рис. 1.

сти. Если, напр., для дисперсных систем (глин, красок, смазок и т. п.) применять закон течения Ньютона, то вязкость их оказывается непостоянной, а меняется (уменьшается) с увеличением скорости течения. На рис. 1 приведены графики зависимости деформации сдвига  $\epsilon$  от времени  $t$  под действием касат. напряжения, имеющего значения  $\tau = \tau_1$ , при  $0 < t < t_1$  и  $\tau = 0$  при  $t < 0$  и при  $t > t_1$  для идеально-упругого тела (а), а также для реологич. тел — эластичного (б), пластичного (в) и для более сложного (г) тела, у к-рого наблюдаются как упругая  $\epsilon_1$ , так и эластичная  $\epsilon_2$  и пластическая  $\epsilon_3$  деформации.

Теоретич. Р. рассматривает связь между напряжениями, деформациями и их изменениями во времени. При этом для легкодеформируемых материалов (дисперсных систем), в отличие от металлов и каменных

материалов, приходится учитывать наличие очень больших пластич. деформаций и больших скоростей течения. Общее ур-ние этой связи — реологич. ур-ние состояния вещества — пока не установлено; имеются лишь ур-ния для отдельных частных случаев. Для описания реологич. поведения материалов предложен ряд механич. моделей тел и написаны соответствующие дифференциальные ур-ния, в к-рые входят различные комбинации упругих и вязких характеристик. В ур-нии упругого последствия Кельвина суммированы напряжения упругого и вязкого сопротивления тела, а именно  $\tau = G_s \epsilon + \eta_s \dot{\epsilon}$ , где  $G_s$  — модуль сдвига, а  $\eta_s$  — вязкость упругого последствия. В ур-нии среды Максвелла, характеризующем процесс релаксации напряжений, суммируются скорости упругих и вязких деформаций:  $\dot{\epsilon} = \dot{\tau} \cdot G_l + \tau / \eta_l$ , где  $G_l$  и  $\eta_l$  — модули упругости и вязкости максвелловской жидкости.

Рассмотрены и более сложные модели. На рис. 2 изображена механич. модель реологич. среды Бюргерса; причем, как обычно, упругие свойства (закон Гука) отображены пружинами, а вязкие (закон Ньютона) — поршнями с жидким трением. Модель Бюргерса представляет собой комбинацию модели тела Максвелла (а) и Кельвина (б), включенных последовательно. В таких моделях под действием растягивающей силы возникает удлинение; однако, заменяя силы и удлинения через напряжения и деформации, можно прийти к соответствующему реологическому уравнению состояния данной среды.

В ряде случаев при течении реальных реологич. тел наблюдаются изменения структуры, вследствие чего может быть или упрочнение тела (металлы, см. *Ползучесть*), или тиксотропное разупрочнение тела, характерное для дисперсных систем. Оба эти случая связаны с изменением реологич. свойств таких нестабильных тел в процессе течения. Однако ряд дисперсных систем практически реостабилен, и для них с достаточным приближением можно применять модель вязкопластичного тела Шведова — Бингама, подчиняющегося ур-нию  $\tau - \tau_0 = \eta_n \dot{\epsilon}$ , согласно к-рому течение среды начинается лишь тогда, когда касат. напряжение достигнет значения, большего предельного напряжения сдвига  $\tau_0$  ( $\eta_n$  — т. н. пластич. вязкость среды). Общая система дифференциальных ур-ний такой среды по Генки имеет след. вид:

$$\begin{aligned} X_x &= -p + 2 \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \frac{\partial v_x}{\partial x}, \\ Y_y &= -p + 2 \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \frac{\partial v_y}{\partial y}, \\ Z_z &= -p + 2 \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ X_y &= \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right), \\ Y_z &= \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right), \\ X_z &= \left( \eta_n + \frac{\tau_0}{h} \right) \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right), \end{aligned}$$

где  $X_x, Y_y$  и т. д. — компоненты тензора напряжений;  $v_x, v_y, v_z$  — компоненты вектора скорости;  $h$  — интенсивность скорости сдвига — выражается ф-лой:

$$h = \sqrt{2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right)^2}.$$

Эти ур-ния вязкопластичного тела решены для случаев течения в трубах круглого и кольцеобразного сечения, вращения соосных цилиндров, продольного и винтового смещения цилиндра, течения по наклон-

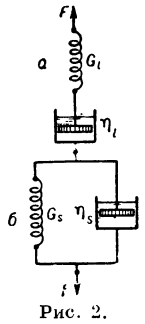


Рис. 2.

ной плоскости, двойного сдвига, сжатия полосы или диска, течения между вращающимися дисками, течения в плоском и круглом диффузоре и т. д.

Реологич. моделями широко пользуются при изучении *механических свойств полимеров, внутреннего трения в твердых телах и др. свойств реальных тел.*

Для различных реологич. тел развита также теория приборов, применяемых в экспериментальной Р. С помощью капиллярных, ротационных, с продольно смещающейся пластиной и др. приборов определяют для дисперсных систем след. реологич. параметры: модули мгновенной упругости и упругого последействия, вязкость упругого последействия, макс. вязкость неразрушенной структуры и миним. вязкость предельно разрушенной структуры, пластич. вязкость, времена релаксации напряжений, предельное напряжение сдвига и др. значения предельных напряжений. Все эти величины для дисперсных систем (золей, суспензий, эмульсий) сильно зависят от их состава и в особенности от характера коллоидно-дисперсной структуры. Этот вопрос рассматривает микрореология.

*Лит.:* 1) Совещание по вязкости жидкостей и коллоидных растворов, под ред. Е. А. Чудакова и М. П. Воляровича, т. 1—3, М.—Л., 1941—45; 2) Ребиндер П. А., Новые методы характеристики упруго-пластично-вязких свойств структурированных дисперсных систем и растворов высокополимеров, в сб.: Новые методы физико-химических исследований поверхностных явлений, М., 1950; 3) е го же, Некоторые итоги развития физико-химической механики. «Изв. АН СССР. Отд. хим. н.», 1957, № 11; 4) Волярович М. П., Исследование реологических свойств дисперсных систем, «Коллоидный ж.», 1954, т. 16, № 3; 5) Волярович М. П., Л и с т е н И. И. и Наумович В. М., Структурно-реологические свойства дисперсных и высокомолекулярных систем, «Инженерно-физический ж.», 1962, т. 5, № 2; 6) Дерягин Б. В., Что такое трение?, 2 изд., М., 1963; 7) Rheology, theory and applications, ed. F. R. Eirich, v. 1, N. Y., 1956 (рус. пер. под ред. Ю. Н. Работнова и П. А. Ребиндера, М., 1962), в. 2, N. Y., 1958, в. 3, N. Y., 1960; 8) Reiner M., Deformation, strain and flow. An elementary introduction to rheology, L., 1960; 9) Vorträge des 3. Internationalen Rheologie-Kongresses von 23—30, September 1958, Rheologica Acta, Tl 1, 1958; Tl 2, 1961. М. П. Волярович.

**РЕОМЕТР** — вид расходомера.

**РЕОМЮРА ШКАЛА** — температурная шкала, в к-рой опорными точками являются точка таяния льда (0°) и точка кипения воды (80°), а величина градуса определяется как восьмидесятая часть интервала между опорными точками. Темп-ра по Р. ш. (°R) связана с темп-рой по шкале Цельсия (°C) соотношением:  $2^{\circ}R = 4/5 t^{\circ}C$ .

**РЕОСТАТ** — аппарат для регулирования силы тока (напряжения) в электр. цепях; представляет собой сопротивление (активное при низких частотах), величина к-рого ( $r_p$ ) может меняться плавно или ступенями.

Допустимую мощность рассеяния электр. энергии в Р.  $P_p = I_d^2 r_p$  (где  $I_d$  — допустимая сила тока) определяют, исходя из макс. возможного нагрева реостата; поэтому в маркировке Р. указывают  $r_p$  и  $I_d$ .

Р. подразделяются на проволочные и непроволочные. Простейшие проволочные Р. (наз. также ползунковыми или Р. системы Рустрата) состоят обычно из константановой или никелиновой проволоки круглого сечения, навитой плотно в один слой на остов (фарфоровую, стеатитовую или шиферную трубку). Выбор константана и никелина (см. *Реостатные материалы*) обусловлен тем, что эти сплавы обладают значительным уд. сопротивлением, мало меняющимся с темп-рой, и достаточно высокой механич. прочностью на истирание. Ползунковые Р. имеют обычно два или три зажима (см. рис. 1, а и 1, б); Р. могут быть также спаренными (рис. 1, в и 1, г). Трехзажимные Р. часто применяют как переменные делители напряжения (регулируемые потенциометры).

У выпускаемых проволочных Р. (типа РСР)  $P_p \sim 100—550$  вт.

Включение Р. по схеме рис. 2, а — последовательное соединение Р. — применяется для регулирования

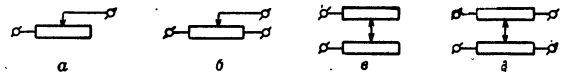


Рис. 1. Схемы выполнения реостатов: а — ползунковый с двумя зажимами, б — ползунковый с тремя зажимами, в — спаренный двухзажимный, г — спаренный четырехзажимный.

тока в нагрузке  $r_n$  (и напряжения на ней) в ограниченных пределах, но при сравнительно большой мощности. Схема рис. 2, б — параллельное (потенциометрич.) соединение Р. — применяется для регулирования напряжения  $U_n$  на нагрузке  $r_n$  (и тока в ней) в широких пределах (от нуля до максимума — напряжения питания  $U_n$ ), но при сравнительно малой мощности.

Выбор Р. для регулирования по схеме рис. 2, а определяется соотношениями:

$$\max \geq \frac{U_n}{I_{\min}} - r_n; \quad P_p \geq \begin{cases} I_{\min}^2 r_{\max} \\ I_{\max}^2 r_{\min} \end{cases}$$

$$r_{\min} = \frac{U_n}{I_{\max}} - r_n;$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — пределы регулирования силы тока в нагрузке  $r_n$ ,  $r_{\max}$  и  $r_{\min}$  — предельные значения сопротивления Р. в заданных пределах регулировки.

Выбор Р. для регулирования напряжения по схеме рис. 2, б определяется следующим. Сопротивление  $r_a$  той части проволочного Р., к к-рой присоединена нагрузка  $r_n$ , равно  $r_a = r_p l/L = \alpha r_p$ , где  $L$  — вся длина катушки реостата,  $l$  — длина части катушки, к к-рой присоединена нагрузка,  $\alpha = l/L$ . Напряжение нагрузки  $U_n = I_n r_n = U_n / [1 + \frac{1-\alpha}{\alpha} (1 + \frac{\alpha}{\beta})]$ , где  $\beta = r_n/r_p$ , или  $U_n/U_n = \alpha\beta / (\alpha + \beta - \alpha^2)$ .

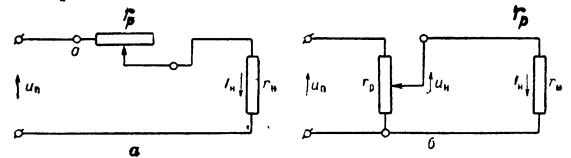


Рис. 2. Схемы включения реостатов для регулирования тока (а) и напряжения (б).

Из графика зависимости  $U_n/U_n$  от положения ползунка Р. — отношения  $\alpha$  — при различных  $\beta$  (рис. 3) видно, что чем больше  $\beta$ , тем равномернее регулировка  $U_n$ . Минимальное  $r_p$  определяется допустимой мощностью рассеяния  $P_p$ , т. е.  $r_{\min} \geq U_n^2/P_p$  и максимально допустимой силой тока  $I_{\max}$ , к-рым можно нагрузить источник напряжения:  $r_{\min} \geq U_n / (I_{\max} - U_n/r_n)$ . Для Р., включаемых на длительное время, целесообразно увеличивать  $r_p$  в 2—3 раза по сравнению с  $r_{\min}$  (во избежание перегрева обмотки).

Сопротивление ползунковых Р. изменяется скачками (на сопротивление одного витка проволоки обмотки Р.). Поэтому для повышения плавности регулирования тока (напряжения) в схему ставят два Р. (рис. 4, а и б): второй Р. для тонкой регулировки имеет  $r_{p2}$  в 10—20 раз меньше (в зависимости от необходимой плавности), чем первый — основной ( $r_{p1}$ ).

Схемы рис. 2, а и 4, а применяются при токах до ~5а; при больших токах на регулировке сказывается непостоянство переходного сопротивления между щеткой и обмоткой. Поэтому при регулировании больших токов применяются секционированные Р. с рычажными коммутаторами. Таковы, в частности, пусковые Р. с  $P_p$  в неск. кот, применяемые в схемах регулирования тока возбуждения машинных генераторов, в схемах электродвигателей, управления электроприводом и т. д.

В качестве пусковых Р. (поскорегулирующих, нагруженных, Р. возбуждения), кроме металлич., применяются и жидкостные Р., рассчитанные на ток порядка десятков — сотен а, а в регуляторах возбуждения — также угольные Р.

При включении Р. по схеме рис. 2, б и 4, б ими можно также производить регулировку малых токов до ~0,1 а.

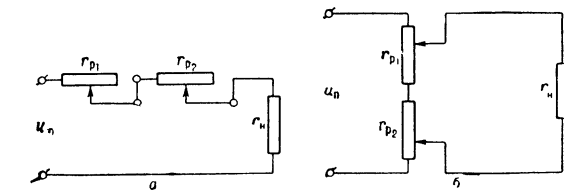


Рис. 4. Схемы включения реостатов при тонком регулировании тока (а) и напряжения (б).

Промышленностью выпускаются также маломощные, в большинстве непроволочные, переменные сопротивления (типов СП, СПП, СПО), применяемые в основном в радиотехнике. СП и СПП состоят из высококом-

ного проводящего слоя, нанесенного на изоляционный материал, обычно в форме плоского кольца. СПО (объемные) конструктивно более сложны. У всех этих сопротивлений, выполняемых по схемам рис. 1, а и 1, б, мощность рассеяния равна 0,125; 0,25; 0,5; 1 и 2 вт и  $r_p = 100 \text{ ом} - 5 \text{ Мом}$ .

В отличие от проволочных Р., имеющих (за исключением специальных) линейный закон изменения сопротивления по длине, непроволочные сопротивления имеют линейный, логарифмический или показательный законы изменения сопротивления по длине (окружности).

Лит.: 1) Булгаков В. А., Электрическая аппаратура управления (Общий курс), М.—Л., 1947, § 27—28, с. 238—243 и § 33—34, с. 273—83; 2) Вострокнутов Н. Г., Техника измерений электрических и магнитных величин, 2 изд., М.—Л., 1956, § 13—2, с. 386—87 и § 13—3, с. 390—91; 3) Гальперин Б. С., Непровольные сопротивления, М.—Л., 1958; 4) ГОСТ 5574—60. Сопротивления переменные (потенциометры) композиционные СП; 5) Усов В. В., Заимовский А. С., Проволочные, реостатные и контактные материалы, 3 изд., М.—Л., 1957 (Металлы и сплавы в электротехнике, т. 2), § 3—2, с. 65—67. М. Х. Шлимович.

**РЕОСТАТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ** (сплавы сопротивления) — металлич. материалы с высоким уд. электрич. сопротивлением  $\rho$ , относительно мало меняющимся с изменением темп-ры и под воздействием др. эксплуатационных факторов. Обычно Р. м. — это высоколегированные сплавы типа твердых растворов, обладающие достаточно высокой коррозионной стойкостью и пластичностью. Они применяются для изготовления пусковых и регулировочных реостатов, магазинов и эталонов сопротивления, мостовых схем, потенциометров, поглочительных и нагревательных сопротивлений. К наиболее распространенным Р. м. относятся сплавы на основе Cu, Ni, Fe, Cr (см. табл.).

Константан по сравнению с др. сплавами на основе Cu — Ni обладает макс.  $\rho = 0,47-0,52 \text{ ом} \times \text{мм}^2/\text{м}$  и миним. темп-рным коэфф. сопротивления  $\alpha_p = 10^{-6} \text{ град}^{-1}$  (подробнее см. Константан). Никелин марки НММц 68—1,5 (30% Ni, 1,5% Mn) более доступен, но его  $\rho$  ниже, он менее стабилен ( $\alpha_p$  выше) и допускает меньшие предельные рабочие темп-ры, чем константан. Нейзильбер НМЦ 65—20 (15% Ni, 20% Zn) еще более дешев, но его  $\rho$ , ста-

Некоторые реостатные материалы (сплавы высокого сопротивления)

Наименование	Основной состав, %				Свойства					
	Cu	Ni	Mn	другие элементы	уд. электр. сопротивл. $\rho$ , ом·мм <sup>2</sup> /м	темп-рный коэфф. эл. сопротивл. $\alpha_p$ , град <sup>-1</sup>	термо-эде в паре с Cu, мкв/град	предельно допустим. темп-ра работы, °C	предел прочн. при растяжении $\sigma_B$ , кгс/мм <sup>2</sup>	относит. удлинение при разрыве $\delta$ , %
Константан	58,5	40	1,5		0,50	1	39	450—500	45—55	20—4
Копель	56,5	43	0,5		0,47		45	500—600*	50—60	15—2
Никелин	68,5	30	1,5		0,35	30	20	350—400	40—45	20—3
Нейзильбер	65	15	—	20 Zn	0,3	360	14,4	200—250		
Манганин	86	2	12	—	0,43	10	1	60 (300)	50—55	25
Изабелин	84	—	13	3 Al	0,50	1—2	-0,2	400	50—55	25
Манганины серебрян.										
хол. деформ.	—	—	8,8	91,2 Ag	0,32	-40	2,5	} 250	45	22
состаренные	—	—	8,8	91,2 Ag	0,28		-0,4		35	25
хол. деформ.	—	—	8,0	85 Ag, 7 Sn	0,43	10	9,7		29	22
хол. деформ.	—	—	17	80 Ag, 3 Sn	0,58	105	2		47	1
состаренные	—	—	—	—	0,46	0	9,1		57	1
Новые манганины										
	5	28	67		2,2	-30	-0,12			
	10	30	60		2,05	-100	0,0			
	16,5	16,5	67		2,03	120	-0,5			
	33	—	67		1,88	0	-1,0			
Ni—Cr-сплавы (нихром)										
X15H60	—	60	1,5	17 Cr, ост. Fe	1,1	100	—	1000	} 65—70	25—30
X20H80	—	76	1,5	22 Cr, ост. Fe	1,05	100	—	1100		
Fe—Cr—Al-сплавы										
X13Ю4	—	0,6	0,7	13 Cr, 4 Al, ост. Fe	1,3	110	—	850	70	80
X27Ю5	—	0,6	0,7	27 Cr, 5 Al, ост. Fe	1,4	65	—	1200	80	12

\* 600° — в защитном чехле из жаростойкой стали.

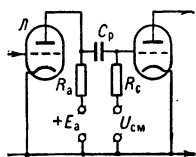
бильность и макс. допустимые рабочие темп-ры ниже, чем у константана и никелина. Все эти сплавы применяются для изготовления реостатов, но ввиду высокой термо-эдс в паре с Си и низкой стабильности  $\rho$  для изготовления точных сопротивлений они не применяются. Т. к. константан (особенно при 45% Ni — т. наз. ко п е л ь) отличается заметной термо-эдс в паре со многими металлами, его нередко применяют для электродов термопар. Константан применяется также для тензочувствительных сопротивлений. М а н г а н и н ы после соответствующей термообработки приобретают высокую стабильность свойств в интервале  $\pm 60^\circ$ . Они обладают очень низкой термо-эдс в паре с Си и применяются как материалы для прецизионных сопротивлений — эталонов, магазинов, мостовых схем. Серебряные манганины (7—17% Mn, до 10% Sn, ост. Ag), а также Pd—Ir сплав ПДИ 18 (82% Pd, 18% Ir) применяются в точных потенциометрах, т. к. они меньше окисляются и меньше изменяют свое контактное сопротивление, чем др. манганины. Сплав 85% Ag—8% Mn—7% Sn в 1,5 раза более интенсивно, чем норм. манганин, изменяет свое  $\rho$  под воздействием давления и применяется в манометрах сопротивления. Новые (или «радио») манганины содержат до 60—70% Mn, отличаются в 3—5 раз большим  $\rho$ , чем обычный «классич.» манганин, и интересны тем, что в зависимости от состава и обработки могут иметь не только положительный, но и отрицательный  $\alpha_\rho$  (до  $-100 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ ) и поэтому могут применяться в компенсационных устройствах. Для пусковых реостатов применяют нередко и з а б е л л и н, не содержащий Ni. Механич. свойства большинства медных Р. м. характеризуются следующими значениями: предел прочности  $\sigma_B = 40\text{--}60 \text{ кгс/мм}^2$ , относительное удлинение при разрыве  $\delta = 20\text{--}40\%$  для отожженной проволоки и  $\sigma_B = 60\text{--}80 \text{ кгс/мм}^2$ ,  $\delta = 4\text{--}7\%$  — для твердотянутой.

Сплавы Ni—Cr, Ni—Fe—Cr, Ni—Fe—Cr—Mn, называемые н и х р о м о м или х р о м е л е м, обладают большим  $\rho$ , чем сплавы на основе Cu—Ni; они более прочны механически ( $\sigma_B = 60\text{--}110 \text{ кгс/мм}^2$ ), более стойки против окисления при нагреве (макс. рабочая темп-ра 1000—1250°). Чем больше Cr в этих сплавах, тем выше их антикоррозионная устойчивость (однако содержание Cr не превышает 33%, т. к. при большем его количестве сплавы становятся двухфазными и значительно менее пластичными). Нихромы, дополнительно легированные Ti, Al, W, Mo, Mn, Co и др. элементами и подвергнутые спец. термич. обработке, сохраняют высокую прочность при значит. нагреве (см. *Жаропрочные сплавы*). Сплавы Fe—Cr—Al (фехраль, хромаль), а также Fe—Al, Fe—Si—Al обладают повышенным  $\rho$  (порядка 1,1—2,2  $\text{ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$ ) и могут работать до весьма высоких темп-р (850—1500°), но они менее стабильны и менее пластичны, чем нихромы.

Лит. см. при ст. *Проводниковые материалы*.

Ш. Я. Горюцкий.

**РЕОСТАТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ** — усилитель электрич. сигналов (*ламповый усилитель* или *полупроводниковый усилитель*), в к-ром анодной нагрузкой лампы или транзистора служит активное сопротивление  $R_a$  (см. рис.). В Р. у. связь между ступенями осуществляется переходными цепочками  $C_p, R_c$ , обеспечивающими прохождение переменной составляющей напря-



жения от ступени к ступени. На средней квазирезонансной части (лежащей в пределах от неск. дес. до неск. сотен  $\text{кГц}$ ) коэфф. усиления Р. у.  $K$  постоянен и имеет макс. значение, зависящее от типа лампы

(или транзистора) и величины  $R_a$ . При понижении частоты до неск. дес.  $\text{Гц}$   $K$  падает за счет уменьшения коэфф. передачи переходных цепочек (возрастание емкостного сопротивления  $1/\omega C_p$ ), достигая значения  $0,7K_{\text{макс}}$  на частоте  $\omega_n = 1/R_c C_p$  (нижняя граничная частота *полосы пропускания* Р. у.). При повышении частоты  $K$  уменьшается за счет действия паразитной емкости  $C_n$ , уменьшающей импеданс анодной нагрузки. На частоте  $\omega_b = 1/R_a C_n$  (верхняя граничная частота)  $K_b = 0,7K_{\text{макс}}$ . Т. о., полоса пропускания ( $\omega_b - \omega_n$ ) Р. у. зависит от величин  $C_p, R_c, R_a$  и  $C_n$ , увеличиваясь с ростом  $C_p$  и уменьшением  $C_n$ .

Р. у. применяются для усиления напряжения низкой частоты (от неск.  $\text{Гц}$  до неск.  $\text{МГц}$ ) в радиовещательных и телевизионных приемниках, а также для измерит. целей.

**РЕПЛИКА** (в оптике) — копия с дифракционной решетки, получаемая путем изготовления отпечатков на желатине и на спец. пластмассах.

Р. (в *электронной микроскопии*). Иногда в электронном микроскопе исследуется не сам объект, а копия с его поверхности в виде тонкой пленки—отпечатка — Р.

**РЕТИКУЛЯРНАЯ ПЛОТНОСТЬ** (в кристаллографии) — количество узлов (атомов, ионов) плоской решетки, приходящееся на единицу ее площади. Чем больше Р. п. данной плоскости, тем чаще она встречается в качестве реальной грани на кристаллах этого вещества (гипотеза Браве).

**РЕФЛЕКТОР** — телескоп, у к-рого объективом является одно вогнутое зеркало или система зеркал.

Совр. Р. строятся по след. оптич. схемам (рис. 1). а) Одиночное параболич. зеркало со светоприемной

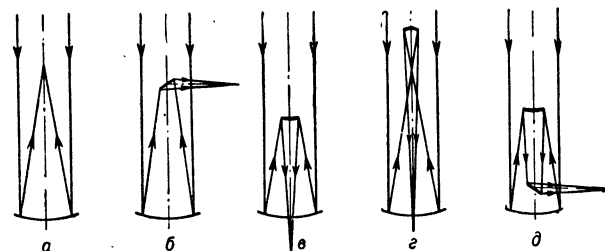


Рис. 1. Оптич. схемы рефлекторов: а — система с главным фокусом; б — система Ньютона; в — система Кассегрена; г — система Грегори; д — система Несмита.

аппаратурой в главном фокусе. б) Система Ньютона: пучок света, сходящийся от главного параболич. зеркала, отражается плоским зеркалом под углом  $90^\circ$  и сходится вне трубы. в) Система Кассегрена: пучок света от главного зеркала отражается вторичным выпуклым гиперболическим и дает изображение за главным зеркалом, куда проходит через центральное отверстие в последнем г) Система Грегори: вместо выпуклого гиперболического стоит вогнутое эллиптич. зеркало. д) Система Несмита: отраженные от Кассегреновского зеркала лучи плоским зеркалом отражаются под углом  $90^\circ$ . е) Система Куде: сходящийся пучок света, отраженный от главного параболич. и выпуклого гиперболич. зеркала, направляется с помощью одного или нескольких вспомогательных плоских зеркал вдоль полой полярной оси телескопа; при поворотах Р. фокус сохраняет постоянное положение, что позволяет направить свет исследуемого светила в большой стационарный спектрограф. В совр. крупных Р. можно менять оптич. схемы и работать последовательно в разных фокусах.

Р. свободны от хроматич. и сферич. аберраций (см. *Аберрации оптических систем*). В этом одно из

преимуществ их по сравнению с *рефракторами*: повышается светосила и, как следствие, уменьшается длина трубы. В системах с большим относит. отверстием кома исправляется двухлинзовым почти афокальным корректором, установленным в сходящемся пучке лучей перед главным фокусом; поверхности линз корректора сферические. Впервые такой корректор был применен для главного фокуса в 5-метровом Р. Маунт-Паломарской обсерватории (США), к-рый имеет относит. отверстие 1:3,3. Применяются также мениски и линзы с асферич. поверхностями. К. Шварцшильд, Г. Кратъен и Д. Д. Максудов предложили апланатич. двухзеркальные системы, свободные от сферич. aberrации и комы.

К зеркальным поверхностям предъявляются более высокие требования, чем к линзовым, допускаемые погрешности одиночного зеркала не превышают  $\lambda/8$ , где  $\lambda$  — длина волны. Если система состоит из двух зеркал, допуск на каждое из них уменьшается до  $\lambda/16$ . Кроме того, необходимо, чтобы были чрезвычайно малы его темп-рные деформации и прогибы под действием собств. веса. Зеркала Р. отлавляют из пирекса, имеющего коэфф. линейного расширения примерно в 3 раза меньший, чем у стекла. Делаются попытки изготавливать зеркала из кварца, ситала, нержавеющей стали и др. металлов. Для исключения деформаций зеркала под собств. весом его разгружают, опирая на ряд точек. Разгрузка зеркала производится с торцевой и боковой поверхностей.

В процессе изготовления зеркало контролируется теневым методом Фуко в автоколлимационной схеме или в схеме Максудова, компенсирующей сферич. aberrацию парабооида. Окончат. контроль выполняется методом Гартмана по наблюдению звезд. Критерием качества изображения в Р. принимают кружок рассеяния, поперечник к-рого не должен превышать долей секунды дуги.

Применявшееся ранее серебрение зеркал полностью вытеснено алюминированием в вакууме. В видимой области спектра серебрёное зеркало отражает лучше, чем алюминиевое (рис. 2), однако оно быстро тускнеет. Повторные серебрения требуются через  $1/2$  года, а алюминирования — через 3—5 лет.

Р. устанавливаются на спец. монтировке с двумя взаимно-перпендикулярными осями. Одна из них располагается в плоскости меридиана и направлена на полюс мира (полярная ось); вокруг нее часовым механизмом вращается со скоростью 1 оборот за звездные сутки 2-я ось, позволяющая поворачивать Р. по склонению от небесного экватора до полюса. Существуют различные типы монтировок Р.

Совр. Р. редко пользуются для визуальных наблюдений. Фотографич. и электрофотометрич. работы ведутся обычно в главном или ньютоновском фокусах. Фокусы Кассегрена и Несмита используются преимущественно для спектральных исследований; фокус куде — почти исключительно для больших неподвижных спектрографов. Крупнейший в мире Р. с зеркалом диаметром 5 м установлен на Маунт-Паломарской обсерватории (США). На Крымской астрофизической обсерватории (СССР) действует самый крупный в Европе 2,6-метровый Р.

Лит.: 1) Максудов Д. Д., *Астрономическая оптика*, М.—Л., 1946; 2) его же, *Изготовление и исследование астрономической оптики*, Л.—М., 1948; 3) Димитров Г. Бэкер Д., *Телескопы и принадлежности к ним*, пер. с англ., М.—Л., 1947; 4) Курс астрофизики и звездной астро-

номии, под ред. А. А. Михайлова, т. 1, М.—Л., 1951, гл. 2 и 3; 5) *Телескопы*, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерста, пер. с англ., М., 1963; 6) D a n j o n A., C o u d e t A., I u n e t t e s e t t e l e s c o p e s, P., 1935; 7) K l i n g H. C h., *The history of the telescope*, L., 1955; 8) R i e k h e r R., *Fernrohre und ihre Meister*, B., 1957. Е. Г. Гроссвальд.

**РЕФРАКТОМЕТРИЯ** — методы физ.-хим. исследования веществ, основанные на измерении их показателя преломления  $n$  (о методах измерения  $n$  см. *Рефрактометры*). Р. — распространенный метод количеств. хим. анализа, основные достоинства к-рого — быстрота измерений, малый расход вещества (0,001—0,1 г) и высокая точность (до 0,01—0,1%). Значения  $n$  служат для идентификации органич. жидкостей и минералов. По виду кривых  $n$  растворов в нек-рых случаях можно делать заключения о характере взаимодействия компонентов и образовании соединений; чувствительность Р. как метода исследования комплексобразования в растворах невелика [6]. Величины *рефракции* молекулярной и дисперсии могут быть использованы при определении строения молекул. Методами Р. определяют градиенты концентрации при седиментации, электрофорезе, диффузии и электролизе. Р. применяется для автоматич. контроля и регулирования технологич. процессов.

Лит.: 1) Иоффе Б. В., *Рефрактометрические методы химии*, Л., 1960; 2) *Physical methods of organic chemistry*, ed. A. Weissberger, pt. 2, 3 ed., N. Y.—L., 1960, p. 1139—1281; 3) *Physical methods in chemical analysis*, v. 1, 2 ed., N. Y.—L., 1960, p. 411—62; 4) L ö w e F., *Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners*, 6 Aufl., Dresden—Lpz., 1954; 5) K o f l e r L., K o f l e r A., *Thermo-Mikro-Methoden zur Kennzeichnung organischer Stoffe und Stoffgemische*, 3 Aufl., Innsbruck, 1954; 6) Иоффе Б. В., *«Усп. химии»*, 1960, т. 29, вып. 2, с. 137.

**РЕФРАКТОМЕТРЫ** — приборы для измерения показателя преломления света  $n$ . Методы измерения, лежащие в основе работы Р., можно разделить на: 1) основные непосредственно на законе преломления (преломление лучей в призме, полное внутр. отражение); 2) интерференционные; 3) основанные на ф-лах Френеля; 4) теневые.

Метод преломления лучей в призме применяется для точных абс. измерений  $n$ . Исследуемое вещество должно иметь форму призмы с двумя точными полированными плоскостями. Жидкости наливают в полую призматич. кювету с плоскопараллельными стенками. Призма устанавливается на столик гониометра, имеющего коллиматор и зрительную трубу. Вращая столик, добиваются такого положения призмы, при к-ром падающий из коллиматора на призму параллельный пучок света отклоняется на наименьший угол (симметричный ход лучей через призму; рис. 1; см. также *Спектральные призмы*). Измеряя угол наименьшего отклонения  $\delta$  и преломляющий угол призмы  $\varphi$ , вычисляют  $n$  по ф-ле:  $n = \{\sin [(\varphi + \delta)/2]\} / \sin \varphi/2$ . При точности гониометра  $1-2''$  точность метода  $1 \cdot 10^{-5}$ .

Данный метод применяется в широкой спектральной области, включая ультрафиолетовую и инфракрасную. В последних двух случаях зрительная труба заменяется выходным коллиматором, снабженным соответствующим приемником излучения. Измерение  $n$  возможно в широком интервале темп-р. Разновидности метода: образцы изготавливают в виде прямоугольной автоколлимационной призмы (обычно  $\varphi = 30^\circ$ ) с зеркальным покрытием большего катета (условие автоколлимации соответствует минимуму отклонения). Преломлением лучей в системе призм (рис. 2) пользуются в дифференциальных Р., применяемых для измерения малых разностей  $n$  жидкостей [4]. Образцы нали-

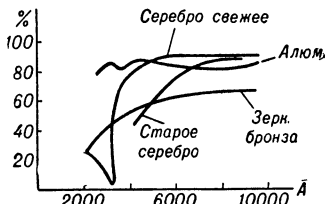


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от длины волны для различных покрытий зеркал.

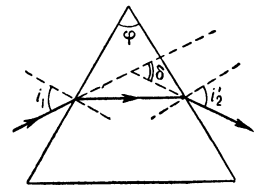


Рис. 1. Ход лучей через призму с преломляющим углом  $\varphi$ ; угол отклонения  $\delta$  имеет наименьшую величину при  $i_1 = i_2$ .



ваются в призматич. сосуды с плоскими стенками. Точность измерения разности  $n$  до  $1 \cdot 10^{-7}$ .

Метод измерения угла полного внутреннего отражения или предельного угла преломления (см. *Отражение света*) применяется в технич. Р. Исследуемое вещество (твердое тело или жидкость) проводится в *оптический контакт* с одной из граней призмы с известным показателем преломления  $n_0$ , большим, чем показатель преломления исследуемого вещества.

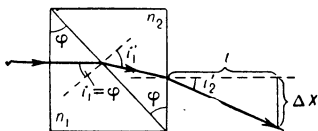


Рис. 2. Ход лучей через систему призмы с преломляющими углами  $\varphi$  и показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ ;  $n_1 - n_2 \approx \sin i'_p / \text{tg } \varphi \approx \text{tg } i'_p / \text{tg } \varphi \approx \Delta x / \text{tg } \varphi$ .

между соприкасающимися плоскостями помещают каплю жидкости (растекающуюся в тонкий плоскопараллельный слой) с показателем преломления, неск. большим, чем  $n$  тела. При измерении  $n$  жидкости ее наливают в прозрачный сосуд без дна, установленный на поверхности призмы. Метод имеет 2 варианта. В 1-м граница сопри-

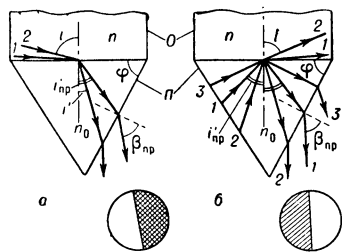


Рис. 3. Принципиальная схема измерения методом предельного угла преломления:  $O$  — образец,  $\Pi$  — измерит. призма; внизу — картина, наблюдаемая в зрительн. трубу.  $a$  — 1-й вариант;  $b$  — 2-й вариант.

ри а и т'. Лучи, падающие на призму под разными углами, после преломления остаются внутри предельного угла  $i'_{пр}$ , ограниченного лучом, для которого  $i = 90^\circ$ . В результате образуется резкая граница между светлой и темной областями.  $b$  — 2-й вариант. Лучи, падающие на границу раздела под разными углами, полностью отражаются при  $i' > i'_{пр}$  (луч 3) и частично отражаются, частично преломляются при  $i' < i'_{пр}$  (луч 2). В результате образуется граница между светлой областью и полутенью.

косновения призмы и исследуемого тела освещается широким пучком света со стороны исследуемого образца (рис. 3,  $a$ ) и измеряется угол  $i'_{пр}$  — предельный угол преломления (соответствующий углу падения  $i = 90^\circ$ ), определяющий границу распространения света в призме;  $n = n_0 \sin i'_{пр}$ . Обычно измеряют не  $i'_{пр}$ , а угол выхода предельного луча из призмы в воздух —  $\beta_{пр}$ . Измерение  $\beta_{пр}$  производят с помощью зрительн. трубы, установленной на бесконечность, наводя крест нитей окуляра на границу раздела света и темноты, наблюдаемую в фокальной плоскости трубы. В этом случае  $n = \sin \varphi \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \beta_{пр}} \pm \cos \varphi \times \sin \beta_{пр}$ , где  $\varphi$  — преломляющий угол призмы.

Во 2-м варианте (рис. 3,  $b$ ) граница соприкосновения освещается широким пучком со стороны призмы, для чего плоскость призмы, расположенная против угла  $\varphi$ , делается матовой. При таком освещении лучи, падающие на границу соприкосновения под углом  $i' > i'_{пр}$ , претерпевают полное внутрен. отражение и поэтому полностью отражаются внутри призмы. Лучи же с углом  $i' < i'_{пр}$  частично преломляются и частично отражаются, в силу чего в фокальной плоскости наблюдается граница света и полутени, определяемая углом  $i'_{пр}$ . Вычисление производится по той же ф-ле, что и в случае 1-го варианта, 1-й вариант пригоден только для прозрачных сред, 2-й — также и для малопрозрачных. Точность  $1 \cdot 10^{-4}$ .

На таком принципе измерения основаны лабораторные Р.: *Аббе рефрактометр* (ИРФ-22) и Р. Пульфриха (ИРФ-53). В рефрактометрах Пульфриха

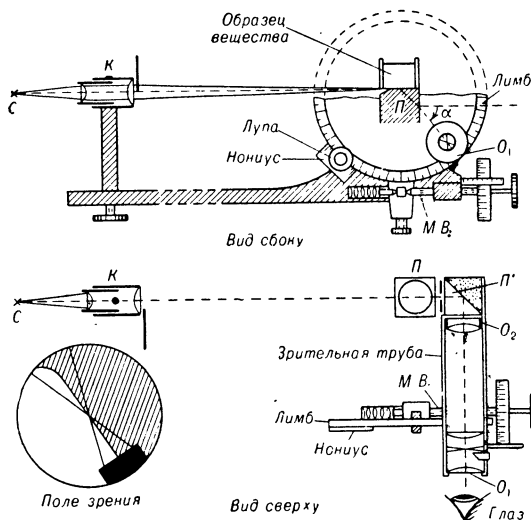


Рис. 4. Схема рефрактометра Пульфриха. Пучок света из источника  $C$  фокусируется конденсором  $K$  на горизонт. поверхность скошенной прямоугольной призмы  $\Pi$ . Зрительн. труба с автоколлимат. окуляром  $O_1$ , имеющим визирные нити, и объективом  $O_2$ , укрепленная на лимбе, отклоняется на угол от  $0^\circ$  до  $75^\circ$ , отсчитываемый по нониусу. Преломленные лучи перед зрительн. трубой отражаются под прямым углом поворотной призмой  $\Pi'$ . Центр скрещения нитей устанавливается на предельную границу с помощью микрометрич. винта  $MВ$ .

(рис. 4) преломляющий угол измерительной призмы  $\varphi = 90^\circ$  и формула для вычисления  $n$  имеет вид  $n = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \beta_{пр}}$ . Пределы измерения  $n$  от 1,3 до 1,9 (к прибору прилагаются 3 съемные призмы с различными  $n_0$ ); имеется спец. нагреват. устройство, позволяющее измерять  $n$  при различных темп-рах. Точность  $1 \cdot 10^{-4}$ . Применяются также нек-рые Р. спец. назначения с неподвижными призмой, шкалой и трубой (сахарный, молочнокислотный, томатный и т. д.), предназначенные для измерения  $n$  в узких пределах (напр., погружной Р.; рис. 5). В кристалл. рефрактометре, применяющемся для измерения  $n$  анизотропных тел (рис. 6), рабочая призма заменена стеклянной полусферой с большим показателем преломления. Непосредственно измеряется  $i'_{пр}$ ; наблюдается граница между светлой областью и полутенью. Вращая полусферу с образцом вокруг оси, измеряют  $n$  для различных направлений кристалла [5].

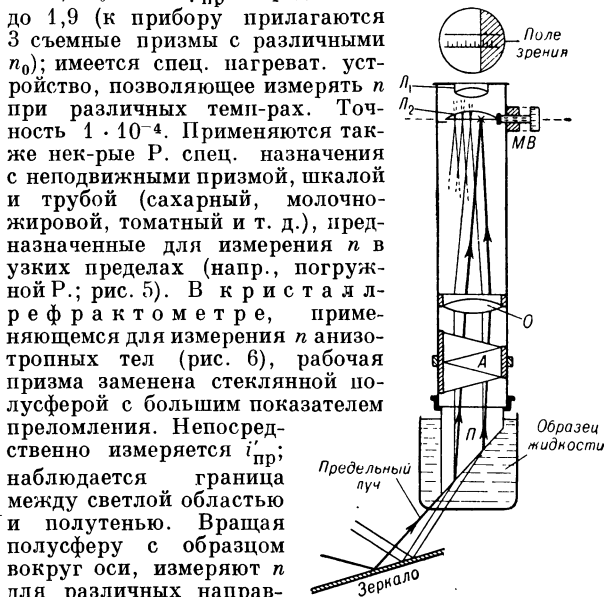


Рис. 5. Схема погружного рефрактометра:  $\Pi$  — призма;  $A$  — компенсатор;  $O$  — объектив;  $L_1$  и  $L_2$  — линзы окуляра (на  $L_2$  нанесена шкала);  $MВ$  — микрометрич. винт, перемещающий  $L_2$ . В интерференц. методе  $x$  измеряется смещение интерференционных полос, вызванное различием в показателях преломления эталонного и исследуемого веществ, помещаемых соответственно

в 2 когерентных параллельных пучках, к-рые затем интерферируют. Чувствительность  $1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-8}$ . Применяются для измерения малых разностей  $n$  двух сред (газов или разбавленных растворов). Для получения надежных результатов измерения необходима строгая параллельность и плоскостность граней кювет или твердых образцов (см. *Интерферометр, Интерферометр Жамена, Интерферометр Рождественского, Интерферометр Рэлея*).

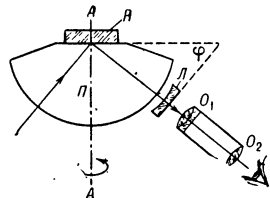


Рис. 6. Схема кристалл-рефрактометра: П — призма-полусфера; К — исследуемый кристалл; Л — линза из того же материала, что и призма, для устранения фокусирующего действия полусферы;  $O_1$  и  $O_2$  — объективы и окуляр зрительной трубы; АА — ось вращения полусферы.

Для определения  $n$  также применяются приборы, основанные на дифракции Френеля. Они пригодны для измерения  $n$  твердых и жидких образцов при относительно грубой обработке образцов и кювет. Эти методы предложены И. В. Обреимовым [6]. При определении  $n$  в невидимых областях спектра (инфракрасной и ультрафиолетовой) могут быть применены интерференция в тонких пластинках или метод Обреимова [7].

*Иммерсионный метод* применяется для определения  $n$  твердых тел, не имеющих определенной формы (напр., куски стекла, порошки и пр.). Исследуемый образец опускается в смесь жидкостей, в к-рой можно непрерывно менять  $n$  изменением концентрации отдельных компонентов смеси. Если  $n_c$  для смеси будет равен  $n_0$  исследуемого образца, то среда делается оптически однородной, т. е. образец становится невидимым. Измеряя  $n_c$  с помощью того или иного Р., определяют  $n_0$ . Точность  $1 \cdot 10^{-3}$ . Показатели преломления металлов и сильно поглощающих сред могут быть определены из измерений эллиптич. поляризации отраженного света (см. *Металлооптика*). Возможно также определение  $n$  по отражат. способности.

*Теневые методы* позволяют наблюдать и измерять градиенты  $n$  в неоднородных образцах. Знание градиентов  $n$  позволяет провести расчет градиентов концентрации и плотности. Эти методы широко применяются для исследования однородности твердых образцов и жидкостей, при аэро- и гидродинамич. исследованиях (см. *Аэродинамический эксперимент*). См. также *Рефрактометрия*.

*Лит.*: 1) Ш и ш л о в с к и й А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 2) И о ф ф е Б. В., Рефрактометрические методы химии, Л., 1960; 3) Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 1, М., 1950; 4) J o n e s A. G., Analytical chemistry. Some new techniques, L., 1959, p. 196; 5) Б о л д ы р е в А. К., Некоторые приемы работы с рефрактометром Abbe и степень точности этого прибора, Л.—М., 1933; 6) О б р е и м о в И. В., О приложениях френелевой дифракции для физических и технических измерений, М.—Л., 1945; 7) О б р е и м о в И. В., Ш к у р и н А. Т. Н., «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1955, № 5, с. 890; 8) М а к с у т о в Д. Д., Теневые методы исследования оптических систем, Л.—М., 1934. В. И. Малышев, В. А. Зубов.

**РЕФРАКТОР** — телескоп с линзовым объективом. На Р. ведутся визуальные, фотографич., спектральные и фотоэлектрич. наблюдения.

В совр. визуальных Р. применяется *окуляр* Кеплера. Увеличение такого инструмента  $G = F/f = D/d$ , где  $F$  и  $f$  — соответственно, фокусные расстояния объектива и окуляра, а  $D$  и  $d$  — диаметры, соответственно, входного и выходного зрачков Р. При заданном диаметре объектива  $D$  макс. увеличение  $G$  ограничивается выходным зрачком, к-рый не должен быть меньше  $0,7$  мм; применение больших увеличений снижает яркость и контрастность изображений. В фотографич., спектральных и фотоэлектрич. Р. вместо окуляра

устанавливают кассету с фотопластинкой или соответствующий др. приемник радиации.

Двухлинзовые объективы позволяют исправить ряд aberrаций (см. *Аберрации оптических систем*): хроматич. aberrацию, сферич. aberrацию, кому, дисторсию, однако остаточная хроматич. aberrация (вторичный спектр) у Р. неизбежна. Для визуальных Р., предназначенных для наблюдений глазом в окуляр, объективы рассчитываются так, чтобы вершина хроматич. кривой располагалась у  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ , для фотографич. Р., предназначенных для работы на нечувствительных фотопластинках, — у  $\lambda = 4400 \text{ \AA}$ . Влияние хроматизма уменьшается с уменьшением относит. отверстия. Поэтому Р., предназначенные для изучения деталей планет, сооружают с относительным отверстием ок. 1:14—1:18. Астигматизм и кривизна поля ограничивают хорошее фотографич. поле, к-рое в таких инструментах не превышает  $1^\circ$ .

Четырехлинзовые объективы «астро-фирлинзер» применяются для светосильных астрографов с относит. отверстием до 1:5. Хроматизм увеличения, наиболее опасный для астрофотографии, исправлен в 3-линзовом объективе типа триплет. Для широкоугольных астрографов с полем до  $20^\circ$  и относит. отверстием 1:3,5—1:4 применяют сложные объективы (напр., типа Петцваля). Увеличение числа линз ведет к большим потерям света, хотя и применяется в светосильных широкоугольных камерах. Пропускание света объективом Р. определяется по ф-ле:  $B/B_0 = 0,96^{N_K}$ ,  $0,95^{N_\phi}$ ,  $0,99^l$ , где  $N_K$  — число поверхностей компонентов из крона, соприкасающихся с воздухом,  $N_\phi$  — то же для флинта,  $l$  — путь луча в стекле (в см). Просветление поверхностей снижает потери на отражение. Поглощение света в толще линз, их прогибы под действием собств. веса и сложность технологии отливки больших оптически однородных масс стекла ограничивают диаметр Р. Наряду с хроматизмом — это 2-я причина, из-за к-рой большие инструменты делаются по типу *рефлекторов*. Р. широко применяют в небольших визуальных инструментах самого разнообразного назначения: пассажных и др. астрометрич. инструментах, теодолитах и т. п.

Р. устанавливают на монтировке, содержащей 2 оси, позволяющие направить Р. на любую точку неба. Для крупных Р. обычно применяется параллактич. монтировка. В ней на неподвижной вертикальной колонне укреплен полярная ось, направленная на полюс мира, вокруг к-рой часовым механизмом вращается со скоростью 1 оборот за звездные сутки 2-я ось — ось склонений, перпендикулярная 1-й, позволяющая поворачивать Р. от небесного экватора до полюса.

Крупнейший в мире Р. ( $D = 102$  см) установлен на Иерской обсерватории (США). В СССР крупнейший Р. ( $D = 65$  см) работает на Пулковской обсерватории.

*Лит.*: 1) М а к с у т о в Д. Д., Астрономическая оптика, М.—Л., 1946; 2) Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, т. 1, М.—Л., 1951, гл. 2 и 3; 3) D a n j o n A., Couder A., Lunettes et télescopes, P., 1935; 4) King H. Ch., The history of the telescope, L., 1955; 5) R i e k h e r R., Fernrohre und ihre Meister, P., 1957. Е. С. Гроссвальд.

**РЕФРАКЦИЯ** молекулярная — постоянная для данного вещества величина  $R = Mr = M f(n)/\rho$ , где  $M$  — молекулярный вес,  $\rho$  — плотность,  $r = f(n)/\rho$  — удельная Р.; ф-ция показателя преломления  $f(n)$  может быть выражена неск. ф-лами; чаще всего применяется *Лоренц — Лоренца формула*, согласно к-рой  $f(n) = (n^2 - 1)/(n^2 + 2)$ . Молекулярная Р. почти не зависит от темп-ры, давления, агрегатного состояния и является мерой средней поляризуемости  $\alpha$  молекул:

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha,$$

где  $N_A$  — число Авогадро. Значения  $R$  для видимой области спектра характеризуют *поляризуемость* электронных оболочек и могут непосредственно применяться для оценки деформаций поляризации при измерении дипольных моментов. Если при растворении не изменяется поляризуемость компонентов, то  $R$  раствора складывается из  $R$  компонентов:  $R = \sum_k x_k R_k$ ,

где  $x_k$  — концентрации в молярных долях. Правило аддитивности молекулярных  $R$  растворов позволяет вычислять  $R$  растворенных твердых веществ. Аддитивность молекулярной  $R$  распространяется и на соединения, причем для чисто ионных соединений она равна сумме ионных  $R$ , напр.  $R_{NaCl} = R_{Na^+} + R_{Cl^-}$  (табл. 1).  $R$  комплексных ионов в свою очередь могут быть представлены в виде суммы координатных  $R$ , учитывающих конфигурацию иона. Напр.,  $R$  комплекса  $[XPtY]$  можно рассматривать как сумму  $R$  координат  $X-Pt-X$  и  $Y-Pt-Y$ , а  $R$  изомерного комплекса  $[XPtX]$  равна  $2R_{X-Pt-Y}$ .

Табл. 1. — Ионные рефракции  $R_D$  (для  $D$ -линии Na) [4].

Na <sup>+</sup>	K <sup>+</sup>	Ca <sup>2+</sup>	Sr <sup>2+</sup>	Ba <sup>2+</sup>	F <sup>-</sup>	Cl <sup>-</sup>	Br <sup>-</sup>	I <sup>-</sup>
0,5	2,2	1,35	2,3	4,3	2,5	8,7	12,2	18,5

$R$  соединений с ковалентными связями может быть представлена в виде суммы атомных  $R$ , напр.  $R_{C_6H_{12}} = 5R_C + 12R_H$  (табл. 2). Фигурирующие

Табл. 2. — Атомные рефракции  $R_D$  (для  $D$ -линии Na) по Эйзенлору.

C	2,418	O	1,525	N в аминах	2,322
H	1,100	в гидроксиде	1,643	первичных	2,502
Cl	5,967	в эфирах	2,211	вторичных	2,840
Br	8,865	в карбониле		третичных	

в таких расчетах атомные  $R$  частично включают эффекты взаимного влияния атомов и не равны атомным  $R$  соответствующих простых веществ. Влияние структуры на молекулярную  $R$  учитывается введением различных значений атомных  $R$  для одного и того же элемента в разных группировках (напр., три разных атомных  $R$  кислорода в эфирах, спиртах и карбонильных соединениях), применением групповых  $R$  ( $NO$ ,  $NO_2$ ,  $CN$  и т. д.), а также спец. инкрементов для кратных связей (так, инкремент связи  $C=C$  равен 1,793, связи  $C \equiv C$  2,398). Вместо атомных и групповых  $R$  часто применяются  $R$  связей (табл. 3), причем молекулярная  $R$  разлагается на складываемые по числу и типам связей, к-рым условно приписывается и поляризуемость электронов, не участвующих в образовании связи. Так, для хлористого аллила  $CH_2=CH-CH_2Cl$   $R = 5R_{C-H} + R_{C=C} + R_{C-C} + R_{C-Cl}$ . Системы  $R$  связей и атомных  $R$  равноценны в отношении границ приложимости аддитивной схемы и числа независимых расчетных констант.

Табл. 3. — Рефракции связей  $R_D$  (для  $D$ -линии Na) [4].

C—C	1,21	C—N	1,55	C—Si (ал)	2,50	O—H	1,88
C=C	4,15 <td>C=N</td> <td>3,76 <td>C—Si (ап)</td> <td>2,56 <td>N—H</td> <td>1,88</td> </td></td>	C=N	3,76 <td>C—Si (ап)</td> <td>2,56 <td>N—H</td> <td>1,88</td> </td>	C—Si (ап)	2,56 <td>N—H</td> <td>1,88</td>	N—H	1,88
C≡C	6,03 <td>C—Cl</td> <td>6,57 <td>C—Zn</td> <td>4,7</td> <td>Si—Si</td> <td>5,65</td> </td>	C—Cl	6,57 <td>C—Zn</td> <td>4,7</td> <td>Si—Si</td> <td>5,65</td>	C—Zn	4,7	Si—Si	5,65
C—H	1,70 <td>C—Br</td> <td>9,47 <td>C—Sn</td> <td>4,00</td> <td>Si—H</td> <td>3,20</td> </td>	C—Br	9,47 <td>C—Sn</td> <td>4,00</td> <td>Si—H</td> <td>3,20</td>	C—Sn	4,00	Si—H	3,20
C—O	1,425 <td>C—J</td> <td>14,51 <td>C—Hg</td> <td>6,9</td> <td>Si—Cl</td> <td>7,18</td> </td>	C—J	14,51 <td>C—Hg</td> <td>6,9</td> <td>Si—Cl</td> <td>7,18</td>	C—Hg	6,9	Si—Cl	7,18
C=O	3,42 <td>C=S</td> <td>10,61 <td>C—Pb</td> <td>5,0</td> <td>Ti—Cl</td> <td>9,5</td> </td>	C=S	10,61 <td>C—Pb</td> <td>5,0</td> <td>Ti—Cl</td> <td>9,5</td>	C—Pb	5,0	Ti—Cl	9,5

У соединений с сопряженными системами кратных связей наблюдаются значит. расхождения между

экспериментальной и аддитивной величинами молекулярной  $R$ , наз. *экзальтациями*  $R$ :  $EM = R_{\text{эксп}} - R_{\text{адд}}$ . Значения  $EM$  характерны для каждого типа сопряженных систем и зависят от структуры скелета в месте расположения кратных связей. Несмотря на нек-рую условность понятия экзальтаций молекулярных  $R$ , они полезны для выявления и характеристики сопряженных систем.

Сопоставление экспериментального значения молекулярной  $R$  с вычисленным по аддитивным схемам — один из простейших физ. методов определения строения хим. соединений. Этим методом может быть получено подтверждение брутто-ф-лы вещества и наличия определенных функциональных групп, а также получена информация о числе колец в молекуле, числе, природе и расположении кратных связей; в нек-рых случаях возможны также заключения о дис- или транс-конфигурации. Эти сведения дают возможность классифицировать исследуемое вещество, указать вероятные альтернативные структуры и наметить путь более детального исследования.

Лит.: 1) Волькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М.—Л., 1955; 2) Иоффе В. В., Рефрактометрические методы химии, Л., 1960; 3) Вачанов С. С., Структурная рефрактометрия, М., 1959; 4) Smith C. P., Dielectric behavior and structure, N. Y., 1955. В. В. Иоффе.

**РЕФРАКЦИЯ БЕРЕГОВАЯ** — искажение направления распространения радиоволн над поверхностью Земли при переходе границы суша — море (береговой линии).  $R$ . б. — явление, характерное для радиоволн, излучаемых и принимаемых антеннами, расположенными вблизи земной поверхности (земные волны). Амплитуда и фаза земной волны зависят от значения комплексной диэлектрич. проницаемости  $\epsilon^*$  подстилающей поверхности (см. *Распространение радиоволн*). Т. к. на береговой линии  $\epsilon^*$  испытывает скачок при переходе от моря к суше, то вблизи берега поле волны искажается. Если нормаль к фронту волны (вблизи Земли почти параллельная ее поверхности) образует с береговой линией угол  $\theta \neq 0$ , то направление нормали при переходе через береговую линию изменяется, что и представляет собой  $R$ . б.

$R$ . б. зависит от  $\theta$ , длины волны  $\lambda$ , значения  $\epsilon^*$  береговой почвы  $\epsilon^* = \epsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}$  ( $\sigma$  — проводимость почвы,  $\omega$  — частота поля волны; для моря  $\epsilon^* \approx \infty$ ) и расстояний. Если передатчик находится на поверхности моря на расстоянии  $x_0$  от берега, а приемник — на суше на расстоянии  $x_A$  от берега (расстояния отсчитываются вдоль трассы), то искажение направления распространения (береговая ошибка почвы) составляет:

$$\alpha_{\Pi} = - \frac{tg \theta}{\sqrt{2\pi k x_A |\epsilon^*|}} \sqrt{1 - \frac{x_A}{D} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\chi}{2}\right)}, \quad (1)$$

где

$$D = x_A + x_0, \quad \chi = \arctg \frac{4\pi\sigma}{\epsilon\omega}, \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Если передатчик и приемник поменять местами ( $x_0$  — по-прежнему морской отрезок трассы, а  $x_A$  — сухопутный), то знак  $\alpha_{\Pi}$  изменится. Учет  $R$ . б. существен в пеленговании (см. *Радиопеленгация*); искажение направления распространения  $\alpha_{\Pi}$  и вследствие этого ошибка пеленгования может достигать на средних волнах (при  $\theta \approx \pi/4$ ) неск. град (при  $\theta \rightarrow \pi/2$  еще больше).

Из (1) видно, что  $\alpha_{\Pi}$  падает по мере удаления от берега. Это объясняется тем, что распространение радиоволн вдоль Земли — существенно пространственный эффект. Вдали от берега поле определяется не возмущенной волной, распространяющейся от береговой линии, а волнами, идущими из высоко распо-

ложенных над Землей невозмущенных областей поля (Р. б. быстро убывает по мере подъема хотя бы одного из корреспондирующих пунктов). Поэтому Р. б. имеет место только пока численное расстояние точки наблюдения до берега невелико. Сферичность Земли играет вследствие этого второстепенную роль.

Иногда под Р. б. понимают также аналогичное искажение направления распространения, обусловленное береговым рельефом (береговая ошибка рельефа).

Лит.: 1) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960, § 27; 2) Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961, § 50. Е. Л. Фейнберг.

**РЕФРАКЦИЯ ЗВУКА** — искривление звуковых лучей в неоднородной среде, скорость звука в к-рой является ф-цией координат (атмосфера, океан). Ход лучей в данном случае определяется ур-ниями *геометрической акустики*. Звуковые лучи поворачивают всегда к слою с меньшей скоростью звука. Р. з. выражена тем сильнее, чем больше относит. градиенты скорости звука.

Р. з. в атмосфере обусловлена пространственными изменениями темп-ры воздуха, скорости и направления ветра. С высотой темп-ра обычно понижается (до высот 15—20 км), поэтому скорость звука в верхних слоях меньше, чем в нижних, и лучи от источника

звука, находящегося вблизи земной поверхности, загибаются кверху. Звук, начиная с нек-рого расстояния, перестает быть слышен у земной поверхности (зона молчания, или звуковая тень, рис. 1, а). Если же темп-ра воздуха с высотой увеличивается (температурная инверсия, часто возникающая ночью), то лучи загибаются книзу и звук распространяется на

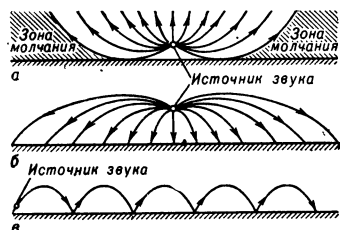


Рис. 1. а — ход звуковых лучей при убывании темп-ры с высотой; б — ход звуковых лучей при возрастании темп-ры с высотой; в — ход луча над хорошо отражающей поверхностью при темп-рной инверсии.

большие расстояния (рис. 1, б). Дальность слышимости при этом может значительно увеличиться за счет многократных отражений, если звук распространяется над хорошо отражающим участком земной поверхности, напр. над водой (рис. 1, в). Приземный слой, в к-ром концентрируется звуковая энергия, является природным акустич. волноводом.

В приземном слое атмосферы скорость ветра с высотой увеличивается. Поэтому при распространении звука против ветра лучи загибаются кверху, а при распространении по ветру — к земной поверхности, что существенно улучшает слышимость звука во втором случае (рис. 2). Повышение темп-ры в слоях, лежащих выше 20 км, при нормальном ходе ее в нижних слоях может привести к образованию зон молчания и зон аномальной слышимости, на формирование к-рых влияет и распределение ветра.

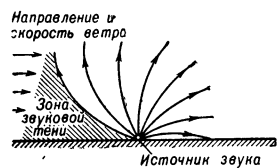


Рис. 2. Влияние ветра на ход звуковых лучей.

Р. з. в океане обусловлена пространств. изменениями темп-ры, солёности и гидростатич. давления. Относит. градиенты скорости звука по глубине (максимальные) прибл. в тысячу раз больше, чем в горизонт. направлении; поэтому горизонт. Р. з. выражена существенно слабее, чем вертикальная, и может заметно проявиться лишь при распространении звука

на очень большие расстояния или в областях схождения теплого и холодного течений.

Вертикальная Р. з. в океане обуславливает ряд явлений: сверхдальнее распространение звука, образование зон тени, фокусировку звука, вторичный выход к поверхности моря звуковых лучей, направленных от излучателя книзу и распространяющихся первоначально в глубинных слоях (см. *Гидроакустика*). Последнее явление эквивалентно образованию зон аномальной слышимости в атмосфере.

Лит.: 1) Красильников В. А., Звуковые и ультра-звуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960, гл. 6, § 3, гл. 7; 2) Хайкин С. Э., Физические основы механики, М., 1962, гл. 20, № 165; 3) Физические основы подводной акустики, пер. с англ., под ред. В. И. Мясищева, М., 1955, гл. 3. Ю. П. Лысанов.

**РЕФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН** — в широком смысле изменение направления нормали к фронту радиоволн при их распространении в неоднородных средах; в узком смысле — при распространении в земной атмосфере. В последнем случае Р. р. зависит от распределения показателя преломления воздуха *n* (по существу — плотности воздуха и влажности) по высоте *h* над Землей. В нормальных условиях благодаря Р. р. луч, идущий с поверхности Земли под углом к горизонту, изгибается в сторону Земли, вследствие чего дальность распространения радиоволн вдоль Земли больше, чем в случае идеализированной однородной атмосферы. Различают нормальную рефракцию, к-рая имеет место для нек-рого спец. (принимаемого за среднее) убывания *n* с высотой *h*, критическую рефракцию, при к-рой изгибание луча таково, что он огibtает Землю на нек-рой высоте, не удаляясь от нее, но и не приближаясь к ней, и сверхрефракцию или суперрефракцию, при к-рой луч изгибается столь сильно, что вновь приходит на поверхность Земли. Все эти случаи соответствуют т. н. положительной рефракции. Однако иногда возможен аномальный ход *n* (*h*), в результате к-рого луч приближается к вертикали, удаляясь от поверхности Земли еще сильнее, чем если бы атмосфера была однородной (отрицательная рефракция).

Лит.: 1) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960; 2) Черныш Ф. Б., Распространение радиоволн, М., 1962; 3) Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961. Е. Л. Фейнберг.

**РЕФРАКЦИЯ СВЕТА** — искривление светового луча в среде с непрерывно изменяющимся показателем преломления. Иногда под Р. с. в широком смысле понимают преломление света.

**РЕФРАКЦИЯ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ** — атмосферно-оптич. явление, вызываемое преломлением лучей в атмосфере и проявляющееся в кажущемся смещении наблюдаемых сквозь толщу газа объектов. При нормальных условиях показатель преломления воздуха уменьшается с высотой над земной поверхностью, вследствие чего луч от небесного светила, проходя сквозь атмосферу, искривляется и имеет форму кривой, обращенной вогнутостью вниз: светила смещаются к зениту на угол  $\rho$  (явление астрономической Р.). Простейшая теория Р. с. в а., в к-рой не учитывается кривизна слоев атмосферы равной плотности, приводит к ф-ле:

$$\rho = 60''{,}3 (B/760) [273 / (273 + t^{\circ})] \operatorname{tg} z, \quad (*)$$

где коэфф.  $60''{,}3$  наз. постоянной Р., *B* — атм. давление,  $t^{\circ}$  — темп-ра воздуха, *z* — зенитное расстояние светила. Ф-ла (\*) может применяться только для светил с зенитным расстоянием  $< 70^{\circ}$ . Более точная теория, принимающая в расчет сферичность Земли и атм. слоев, приводит к значению Р. с. в а. на горизонте  $\rho = 35'$ . У самого горизонта Р. с. в а. растет с увеличением *z* столь быстро, что нижний край дисков Солнца и Луны бывает приподнят на неск. минут

дуги больше, чем верхний, и диск приобретает сплюснутую форму. Вследствие Р. с. в а. всякое светило, в т. ч. Солнце, появляется над горизонтом еще до истинного восхода и остается видимым нек-рое время после истинного захода.

Быстрые турбулентные перемещения масс воздуха различной плотности порождают непрерывные колебания величины Р. с. в а., вследствие чего изображения звезд в телескопах дрожат или превращаются в размытое бурлящее световое пятно; для невооруженного глаза это воспринимается как мерцание звезд. Это сильно затрудняет наблюдения небесных светил и заставляет выбирать для астрономич. обсерваторий пункты с подходящими атм. условиями.

Р. с. в а. проявляется и при наблюдении удаленных земных предметов, лучи от к-рых проходят сквозь возд. слои разной плотности — земная Р. с. в а. Предмет, расположенный у горизонта, вследствие земной Р. поднимается (причем повышение в сек. дуги численно равно в среднем удвоенному раст. в км), дальность видимого горизонта увеличивается на 7—8%. Однако сложное и часто аномальное строение приземного слоя воздуха ведет к значит. отступлениям от средних данных и порождает ряд специфич. явлений: аномальные повышения и понижения горизонта, причудливые искажения очертаний земных предметов и дисков светил на горизонте и т. п.

Наклоны и местные искривления слоев атмосферы равной плотности порождают кажущиеся смещения предметов также и по азимуту — явление б о к о в о й Р. с. в а., к-рая, хотя и мала, все же влияет на точность астрономич. и особенно геодезич. измерений.

Лит.: 1) Броунов П. И., Атмосферная оптика, М., 1924; 2) Курс метеорологии, под ред. П. Н. Тверского, Л., 1951, гл. 41. В. В. Шаронов.

**РЕЧИ ВИДИМОЙ ПРИБОР** — см. Видимой речи прибор.

**РЕЧЬ** (у с т н а я) — акустич. процесс, создаваемый произношением (артикуляцией) определенных для данного языка последовательностей гласных и согласных звуков, произносимых, как правило, слитно, с паузами только после отдельных слов или групп. Слово — наименьшая самостоятельная смысловая единица Р. Слитность произношения звуков Р. вызывает взаимные изменения характеристик, преимущественно смежных звуков. Граткие согласные звуки Р., к-рые произносятся только в сочетании с другими звуками Р., «передают» через себя влияние одного смежного с ними звука Р. на другой смежный звук и даже на следующий за ним. Средняя часть длительного звука почти не подвергается влиянию смежных с ним звуков Р.

Каждый из звуков Р. может быть отнесен к той или иной ф о н е м е (наименьшая звуковая единица данного языка, существующая в Р. в целом ряде конкретных звуков). В русском языке 41 фонема: 6 гласных (а, о, у, э, и, ы) и 35 согласных, т. е. большинству согласных букв соответствует две фонемы: твердая и мягкая. Каждая из фонем имеет позиционные варианты, обусловленные влиянием соседних фонем (звуков Р.), и варианты по индивидуальности произношения. Общее количество фонемо-вариантов доходит до неск. сотен. Произносимые звуки могут значительно отличаться от своих фонем так же, как, напр., буква в рукописи для конкретного почерка от точного ее написания, напр. от типографской курсивной буквы. Фонемы в Р. не всегда соответствуют «своим» буквам в письме (напр., в тексте — «лоб второго», в Р. — «лоп фтарова»).

Образование звуков Р. обычно происходит в речевом тракте с помощью артикулярных органов (языка, губ, зубов, нёба) (см. Артикуляция в фонетике). Гласные звуки образуются только воздействием се-

рий акустич. пилообразных импульсов, создаваемых голосовыми связками (см. Голосовой аппарат) на вход речевого тракта (рис. 1). Глухие согласные создаются без участия гортани, путем генерации шумовых колебаний вследствие турбулентности воздушного потока, продуваемого через узкие участки речевого тракта (артикуляторные щели); звонкие шумные (б, в, г, д, ж, з) и сонорные (л, р, м, н) — при участии гортани и источника шумовых колебаний, но в сонорных турбулентная часть слабо выражена; в образовании нек-рых сонорных участвует носовая полость и т. д. Звуки Р. также классифицируются по способу и месту их образования (взрывные и шипящие; губные и зубные и т. п.).

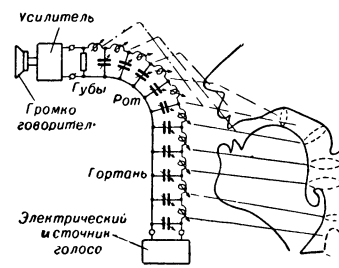


Рис. 1. Разрез и эквивалентная электрич. схема речевого тракта для звонких звуков речи.

Спектр, создаваемый гортанью, близок к гармоническому и имеет монотонную огибающую; спектр шумового источника близок к спектру белого шума. Замена спектра гортани на шумовой превращает обычную Р. в шепотную. Спектральные огибающие речевого сигнала (рис. 2, а) имеют максимумы и минимумы, обусловливаемые резонансами и антирезонансами речевого тракта, к-рые в основном определяются взаимным расположением артикуляторных органов, т. е. конфигурацией речевого тракта. Области максимальной уровней спектра наз. ф о р м а н т а м и.

Большинству из звуков Р., в первую очередь гласным звукам, присуще свое расположение формант в частотном диапазоне и свое соотношение между уровнями формант, а для ряда согласных характерны и минимумы спектра. Для большинства согласных наиболее характерны временные огибающие уровней спектра, в частности ход кривых изменения формантных частот во времени (формантные переходы), а также начальные и конечные частоты при таких изменениях (локусы), длительность и интенсивность звучания. Поэтому каждому из звуков Р., особенно для четкого голоса, свойствен свой «узор» на видеограмме (рис. 2, б, а также рис. 2, в ст. Видимой речи прибор). Временные изменения уровней спектра Р., положения формант и минимумов спектра и др. параметров речевого сигнала происходят медленно, с частотой фонетич. артикуляции.

Распознавание Р. в слуховых центрах головного мозга человека (как заключительный этап восприятия Р.) происходит (предположительно) по спектрально-временным огибающим речевого сигнала и структуре его спектра, т. е. по образующимся в слуховом анализаторе «узoram», сходным с узорами на видеограмме; однако точный механизм распознавания еще неизвестен. В последнее время склоняются к теории, согласно к-рой Р. в основном распознается как последовательность словесных образов и лишь отдельные слова распознаются по фонемным образам.

Основные показатели качества Р., воспринимаемой слухом, ее разборчивость и натуральность звучания. Разборчивость Р. может определяться через статистич. характеристики формант, причем обладающая свойством аддитивности формантная разборчивость

$$A = \frac{m(f_2)}{m(f_1)} w(E) dm \approx \frac{1}{20} \sum_{k=1}^{20} w(E_k),$$

для  $18 > E_k \delta b > -6$ ,  $w(E_k) \approx (E_k + 6)/30$

[здесь  $m(f_n)$  — интегральная вероятность формант в диапазоне от 0 до частоты  $f_n$ ;  $w(E)$  — интегральная вероятность уровней ощущения (см. *Слух*) до уровня  $E$ ; обычно равного разности спектральных уровней  $P$  и помех;  $E_k$  — уровень ощущения, в  $k$ -той полосе равной разборчивости]. Между формантной разборчивостью, с одной стороны, и звуковой, слоговой,

При передаче речевой сигнал подвергается различным преобразованиям без изменения и с изменением его уровней, частотного и динамич. диапазонов. Часто речевой сигнал из непрерывного преобразуют в последовательность импульсов (квантуют). Практически при всех преобразованиях речевой сигнал, как правило, искажается. Искажения деформируют спектральные и временные огибающие речевого сигнала и изменяют состав спектра  $P$ . Последний вид искажений влияет гл. обр. на натуральность звучания, а первые виды — и на разборчивость  $P$ .

Для передачи сведений о фонемах или об основных параметрах речевого сигнала, определяющих разборчивость, качество звучания и индивидуальные характеристики говорящего, достаточно емкость канала (см. *Информация*) от 100 до 3000 дв. ед./сек, тогда как  $P$  в целом требует до 50 000—70 000 дв. ед./сек. Поэтому для передачи его по каналу связи с ограниченной пропускной способностью (емкостью) или в целях уплотнения канала, динамический и частотный диапазоны речевого сигнала часто уменьшают по ширине в т. н. компрессорах и затем, на конце канала связи, «расширяют» (обычно до исходной величины) в т. н. экспандерах. Напр., компрессор динамич. диапазона представляет собой устройство, в

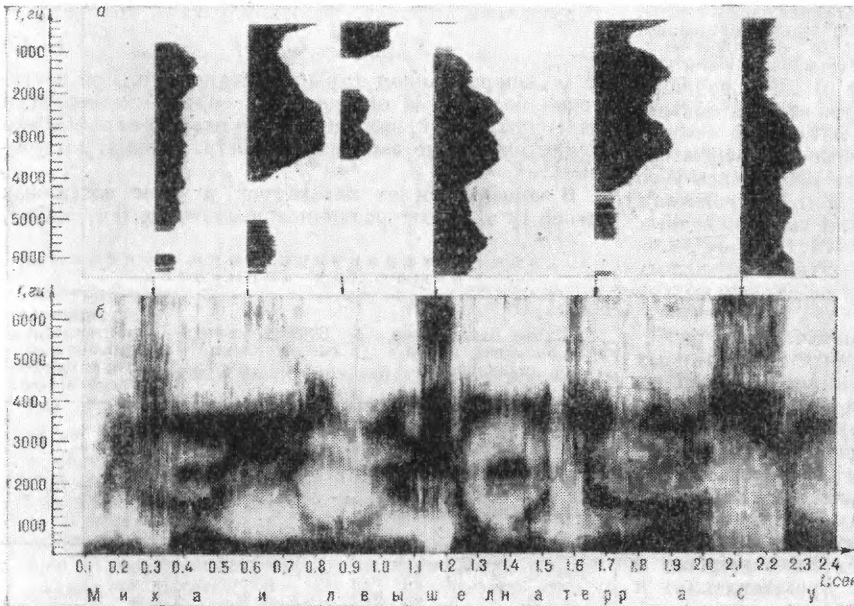


Рис. 2. а — спектрограммы, б — видеограмма для отрывка речи. Интенсивность почернения на видеограмме соответствует величине спектрального уровня на частоте  $f$  и в момент времени  $t$ .

словесной и фразовой разборчивостью, с другой, имеется однозначная связь. Формантная разборчивость линейно связана с относит. количеством сведений, имеющих в воспринимаемой  $P$ , от полного количества сведений в неискаженной  $P$ . Для измерения формантной разборчивости применяют тональный и корреляционный методы [1, 2], а для измерения высших видов разборчивости и понятности  $P$ . — метод артикуляции. Кроме измерений, имеются способы расчета оптимальной (по разборчивости) частотной характеристики тракта передачи  $P$ . Натуральность звучания  $P$  определяется на слух путем массовых испытаний, т. к. определяющие ее факторы пока не поддаются иному учету.

Для анализа  $P$  применяются анализаторы звука и видимой речи прибор, имеющие две полосы анализа: узкую (45—50 гц) — для тонкой структуры спектра, и широкую (200—300 гц) — для формантной структуры.

Речевой сигнал является нестационарным случайным процессом, но при усреднении его характеристик в пределах длительных отрывков  $P$ . (не менее 5—15 сек) может рассматриваться с достаточно хорошим приближением как стационарный процесс. Частотный диапазон такого речевого сигнала находится в пределах 70—10 000 гц; динамич. диапазон для среднего человек. голоса составляет 40—45 дб, а с учетом разброса голосов — 55 дб и более; пиковый (однопроцентной длительности) уровень  $P$ . на 12 дб выше среднего; средний уровень  $P$ . на расстоянии 1 м от рта при докладе в большой аудитории равен 74 дб, а при разговоре в комнате — 68 дб. Изменения во времени параметров речевого сигнала по частоте находятся в пределах от 0 до 15—50 гц, а по уровню не превышают 25 дб.

к-ром громкие звуки по уровню неск. ослабляются, и тем самым разность уровней громких и слабых звуков (динамич. диапазон) уменьшается. В экспандерах соответственно неск. ослабляются по уровню слабые звуки, вследствие чего происходит расширение динамич. диапазона. Для этой же цели речевой сигнал может быть ограничен по амплитуде (по уровню) и по частотному диапазону, а также и во времени — путем исключения из него нек-рых, нехарактерных для распознавания, участков речевого сигнала. При двухкратной величине компрессии и экспандирования все это может быть сделано без значительного ухудшения разборчивости  $P$ . Имеется ряд методов командирования (компрессии + экспандирования) речевого сигнала, осуществляемых с помощью различного рода параметрич. вокодеров, дающих возможность уменьшения требуемой емкости канала связи до 600—2400 дв. ед./сек. Кроме того, возможно кодирование речевого сигнала по элементам речи (фограммам, звукам, звукосочетаниям, словам и командам), что дает возможность предельной компрессии  $P$ . (до 100—200 дв. ед./сек). На приеме  $P$  синтезируется (по приходящим с передающего конца кодовым сигналам) из тех же ее элементов, имеющих в памяти приемного устройства. Такие вокодеры наз. речезлементными.

Анализаторы, аналогичные вокодерным, применяются и для автоматич. (машинного) распознавания  $P$ . в целях речевого управления различными процессами и машинами (фонетич. пишущими машинами, номеронабирателями, устным вводом в вычислительные и переводные машины и т. п.) и для кодирования команд; а синтезаторы — для синтеза  $P$ . по заданным кодовым сигналам, т. е. для различных говорящих машин. Слитность  $P$ . — одна из трудностей для авто-



матич. распознавания и синтеза Р.; другая трудность — неполнота известных инвариантных признаков звуков Р. До сих пор не решена проблема выделения основного тона из Р. для целей ее синтеза.

Лит.: 1) Покровский Н. В., Расчет и измерение разборчивости речи, М., 1962; 2) Бывков Ю. С., Теория разборчивости речи и повышение эффективности радиотелефонной связи, М.—Л., 1959; 3) Сапожков М. А., Речевой сигнал в кибернетике и связи, М., 1963; 4) его же, Защита трактов радио и проводной телефонной связи от помех и шумов, М., 1959; 5) Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964. М. А. Сапожков.

**РЕШАЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ**

(аналоговых вычислительных машин). Руководящая идея, положенная в основу устройства всех математич. машин, состоит в том, что любое математич. соотношение, связывающее исходные данные с результатом, можно рассматривать как описание работы некоего прибора (в дальнейшем — решающего устройства), имеющего один или неск. входов для ввода исходных данных и выход для выдачи результата. Поэтому решение математич. задачи можно заменить, в известных пределах, измерением физ. величин на входе и выходе таких приборов.

Обычно решение сложных математич. задач разбивается на последовательность неких элементарных операций. В соответствии с этим вычислит. машины имеют набор Р. э., реализующих эти элементарные операции и соединенных в определенную структуру, предписанную математич. постановкой задачи. Поэтому возможности любого вычислит. устройства характеризуются набором Р. э., их количеством, точностью и быстродействием.

С технич. стороны Р. э. характеризуются прежде всего способом представления исходных величин в машине (аналоговое и цифровое представления) и природой носителя информации (механич., гидравлич., пневматич., электрич. и др. Р. э.). По способу представления различают цифровые, аналоговые и комбинированные Р. э. Цифровые Р. э. применяются в цифровых вычислит. машинах и характеризуются тем, что могут находиться лишь в конечном числе состояний, причем изменение состояний происходит только в дискретные моменты времени (см. *Электронные цифровые машины*). В аналоговых Р. э. входные и выходные сигналы обычно непрерывно меняются во времени. По характеру операций Р. э. аналоговых вычислит. машин (см. *Моделирование математическое*) можно разбить на след. группы: линейные; нелинейные с одной независимой переменной; нелинейные с двумя независимыми переменными; дискретно-непрерывные; Р. э. с запаздыванием.

Линейные Р. э. — основа всех аналоговых электронных вычислительных устройств. Они представляют собой усилители постоянного тока с большим коэффициентом усиления и глубокой отрицат. обратной связью. На рис. 1  $u_1, \dots, u_n$  — входные напряжения;  $v$  — выходное напряжение;  $Z_1(p), \dots, Z_n(p)$  — операторные сопротивления, включенные на входе усилителя;  $Z_0(p)$  — сопротивление, включенное параллельно усилителю ( $p$  и  $1/p$  — операторы соответственно дифференцирования и интегрирования по времени). Усилитель (обозначен треугольником) включен так, что стремится уменьшить до нуля потенциал  $e$  своего входа. Связь между входным и выходным сигналами — операционная характеристика Р. э. — записывается в виде:

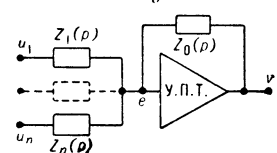


Рис. 1. Принципиальная схема линейного решающего элемента (У. П. Т. — усилитель постоянного тока).

операторы соответственно дифференцирования и интегрирования по времени). Усилитель (обозначен треугольником) включен так, что стремится уменьшить до нуля потенциал  $e$  своего входа. Связь между входным и выходным сигналами — операционная характеристика Р. э. — записывается в виде:

$$v(p) = \sum_{j=1}^n K_j(p) u_j(p), \quad (1)$$

где коэфф. передачи по  $j$ -му входу

$$K_j(p) = -\frac{Z_0(p)}{Z_j(p)} \cdot \frac{1}{1 - [1 + \sum_{j=1}^n Z_0(p)/Z_j(p)]/k}, \quad (2)$$

$k = v/e$  — коэфф. усиления усилителя.

Если  $k$  достаточно велико (и отрицательно — для образования отрицат. обратной связи), то

$$K_j(p) = -Z_0(p)/Z_j(p). \quad (3)$$

Т. о., операционная характеристика Р. э. при достаточно большом  $k$  определяется только параметрами пассивных цепей, включенных на входе и параллельно усилителю, и не зависит от собств. параметров усилителя.

В зависимости от параметров и схем пассивных цепей Р. э. имеют различное назначение (см. табл.).

Схемы и характеристики основных решающих элементов.

Схема решающего элемента и его назначение	Операторные сопротивления в цепях связи	Операционная характеристика решающего элемента и передаточные коэфф.
<p>Масштабный элемент</p>	$Z_0 = R_0$ $Z_1 = R$	$v = Ku$ $K = -R_0/R$
<p>Суммирующий элемент</p>	$Z_0 = R_0$ $Z_j = R$	$v = \sum_{j=1}^n K_j u_j$ $K_j = -R_0/R_j$
<p>Интегрирующий элемент</p>	$Z_0 = 1/Cp$ $Z_1 = R$	$v = -(1/Tr)u$ $T = RC$ (в обычной записи: $v = -v_0 - \frac{1}{T} \int u dt$ , $v_0$ — начальное значение).
<p>Дифференцирующий элемент</p>	$Z_0 = R$ $Z_1 = 1/Cp$	$v = -Tri$ $T = RC$ (в обычной записи: $v = -T du/dt$ ).
<p>Специальный фильтр</p>	$Z_0 = \frac{2R(1+RCp)}{1+R^2C^2p^2}$ $Z_1 = 2R(1+RCp)$	$v = K(p)u$ $K(p) = -\frac{1}{1+T^2p^2}$ $T = RC$ .

Первые три Р. э. этой табл. достаточны для реализации любого линейного дифференциального уравнения с постоянными коэфф.; дифференциаторы применяются редко, т. к. они дают принципиально неустранимые ошибки в области высоких частот; Р. э. со сложными цепями, включенными на входе и параллельно усилителю (пример — последний Р. э. таблицы), применяют для реализации сложных дифференциальных зависимостей.

Усилители постоянного тока, применяемые в линейных Р. э., должны иметь большой коэфф. усиления

ния и малый дрейф нуля. Так, для серийного усилителя (рис. 2)  $k \approx 5 \cdot 10^4$ ; максимальное выходное напряжение  $= \pm 100$  в; дрейф нуля, приведенный ко входу,  $\sim 3$  мв за 10 мин. У лучших образцов усилителей для Р. э.  $k > 10^7$  на нулевой частоте, а дрейф

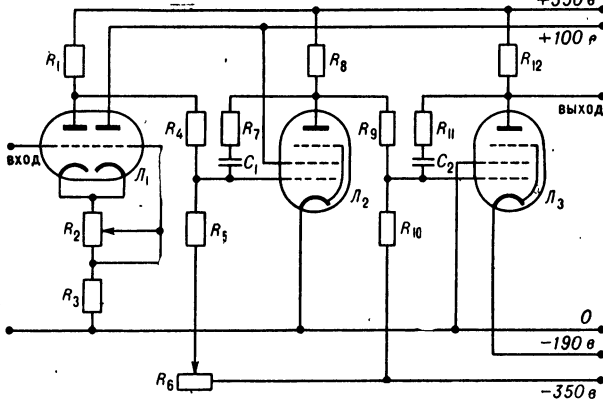


Рис. 2. Стандартный усилитель постоянного тока решающего элемента.

- |                 |                    |                                    |
|-----------------|--------------------|------------------------------------|
| $R_1 = 1$ Мом   | $R_7 = 1$ Мом      | $C_1 = 82$ мкмкф                   |
| $R_2 = 2,2$ ком | $R_8 = 910$ ком    | $C_2 = 24$ мкмкф                   |
| $R_3 = 680$ ом  | $R_9 = 3$ Мом      | $\text{Л}_1 - 6\text{Н}2\text{П}$  |
| $R_4 = 1,2$ Мом | $R_{10} = 1,3$ Мом | $\text{Л}_2 - 6\text{Ж}3\text{П}$  |
| $R_5 = 2,2$ Мом | $R_{11} = 36$ ком  | $\text{Л}_3 - 6\text{П}14\text{П}$ |
| $R_6 = 1$ Мом   | $R_{12} = 39$ ком  |                                    |

нуля, приведенный ко входу,  $\sim 10$  мкв за 8 ч. Стандартные Р. э. приспособлены, как правило, к работе в диапазоне частот 0,01—100 гц; широкополосные решающие усилители (ТУ-10) имеют полосу пропускания от 0,01 гц до 70 кГц.

**Нелинейные Р. э.** Нелинейные Р. э. с одним входом предназначены для нелинейного функционального преобразования входных сигналов, так что  $v = f(u)$ . Для реализации в приборах часто ф-цию  $f(u)$  аппроксимируют кусочно-линейной ф-цией  $\tilde{f}(u)$ , т. к. кусочно-линейную зависимость легко получить с помощью набора диодных элементов. Схема одного из типов диодных элементов и зависимость выходного сигнала от входного показаны

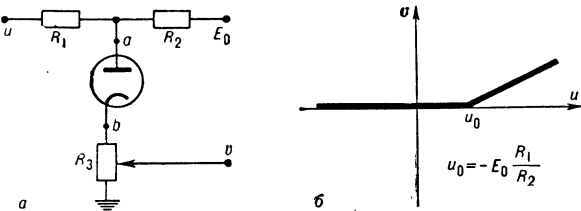


Рис. 3. а — схема диодного элемента нелинейного решающего элемента; б — характеристика диодного элемента.

на рис. 3, а и 3, б ( $E_0$  — т. н. опорное напряжение, к-рое определяет масштаб аргумента нелинейного преобразования). При  $u < u_0$  к диоду приложено запирающее напряжение, ток через него не проходит и потенциал  $v$  точки  $b$  равен нулю. При  $u > u_0$  диод открыт, точки  $a$  и  $b$  практически замкнуты коротко и  $v$  пропорционально  $u$ .

На рис. 4, а показан набор диодных элементов, включенных в входе решающего усилителя, позволяющий получить кубич. зависимость выходного напряжения от входного. Вид характеристик Р. э. показан на рис. 4, б (сопротивления  $R_i$  и  $r_i$  определяют точки излома характеристики). Анализ, расчет и настройка нелинейных Р. э. подробно рассмотрены в работе [1].

**Нелинейные Р. э. с двумя входами.** Среди таких Р. э. наибольшее значение имеют устройства для умножения и деления двух сигналов. Наиболее широко распространено устройство для операции умножения, основанное на применении ф-лы:

$$w = uv = \frac{1}{4} [(u+v)^2 - (u-v)^2]. \quad (4)$$

Эта ф-ла сводит умножение к уже обсуждавшимся линейным операциям и операции возведения в квадрат, к-рая реализуется при помощи нелинейного Р. э. с диодными элементами. В устройствах для возведения в квадрат часто применяют тириты — карборундовые полупроводниковые сопротивления с нелинейной вольт-амперной характеристикой типа  $I = au^{\beta}$ , где  $\beta \approx 2,3$ . Включением линейных корректирующих элементов можно с достаточной точностью приблизить зависимость тока от напряжения к квадратичной. В этом случае удается построить сравнительно простую схему множит. устройства (рис. 5).

Операция деления реализуется путем включения множит. устройства в обратную связь по схеме рис. 6. В этом случае  $w = k(wu - v)$ . Если

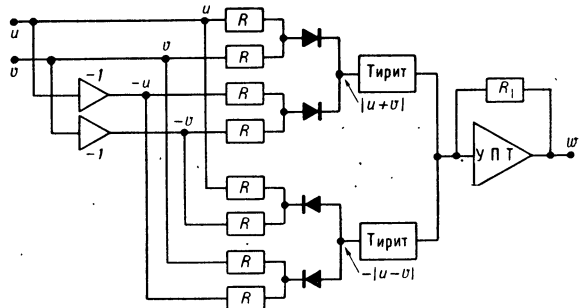


Рис. 5. Схема множительного устройства с применением тиритов.

$k$  весьма велик, то  $w = v/u$ . В этой схеме для обеспечения устойчивости работы при отрицательных  $u$  необходимо менять знак коэфф. усиления  $k$  суммирующего усилителя. Очевидно, что схема деления может работать только при не слишком малых сигналах  $u$ .

**Комбинированные решающие элементы.** Такие Р. э. находят применение прежде всего для реализации соотношений типа

$$v = a(t)u, \quad (5)$$

где  $a(t)$  — заданная ф-ция времени («переменный

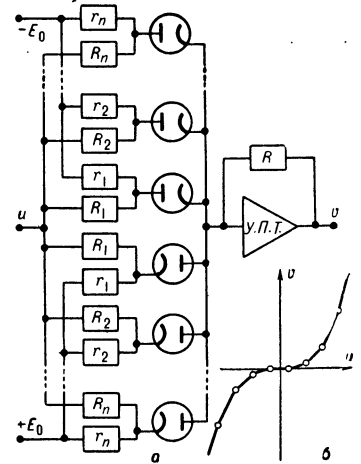


Рис. 4. а — схема нелинейного решающего элемента с набором диодных элементов для воспроизведения нечетных функциональных зависимостей; б — типичная характеристика нелинейного решающего элемента.

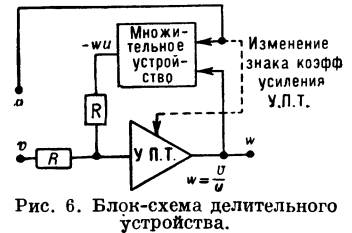


Рис. 6. Блок-схема делительного устройства.

коэфф.»). Широко применяются два типа таких устройств. В 1-м из них (рис. 7) входной сигнал подается на делитель со многими отводами. Эти отводы в определенном порядке подключаются к контактам шагового искателя, к-рый в заданный момент времени подключает соответствующий отвод делителя на вход масштабного Р.э.

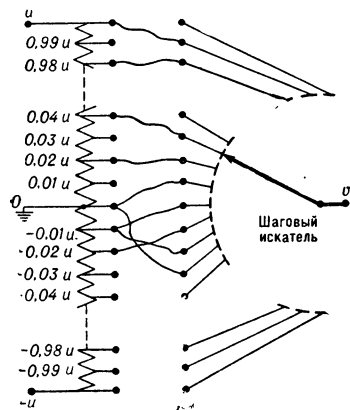


Рис. 7. Схема с шаговым искателем, реализующая «переменный коэффициент».

На выходе Р. э. появляется ступенчатое напряжение  $v$ , пропорциональное входному сигналу  $u$  и коэфф. деления  $a(t)$  и определяемое положением шагового искателя.

Вторая группа устройств, служащих для реализации соотношения (5), основана на применении цифровых управляемых сопротивлений. Цифровое управляемое сопротивление (рис. 8) представляет собой цепочку последовательно включенных сопротивлений  $R_0, 2R_0, 2^2R_0, \dots, 2^nR_0$ , каждое из к-рых может закорачиваться контактами реле  $P_k$ . Сопротивление такой цепочки

$$r = R_0 (\alpha_0 + 2\alpha_1 + 2^2\alpha_2 + \dots + 2^n\alpha_n) = R_0 N, \quad (6)$$

где  $\alpha_k$  определяет состояние контактов соответствующего реле и равно 0, если они замкнуты, и 1, если разомкнуты. Очевидно, что величина  $N$  — некоторое число, двоичная запись к-рого:

$$N = \alpha_n \alpha_{n-1} \dots \alpha_1 \alpha_0. \quad (7)$$

Если такое сопротивление включить в цепь, параллельную усилителю (рис. 9), то коэфф. передачи Р. э. будет равен  $K =$

$= -N/N_0$ , где  $N_0 = R/R_0$ , и, следовательно, может изменяться в зависимости от сигналов, поданных по реле. Сигналы могут быть предварительно записаны на перфоленту — тогда коэфф. передачи будет меняться со временем программным образом, реализуя «переменный коэфф.».

Цифровые управляемые сопротивления находят и более широкое применение. В частности, они могут служить для связи аналоговых и цифровых Р. э. Такое объединение аналоговых и цифровых вычислит. устройств позволяет повысить быстрдействие и точность вычислит. устройства и решать

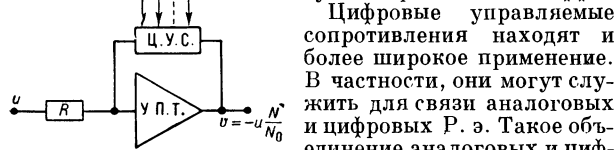


Рис. 9. Блок-схема решающего элемента с цифровым управляемым сопротивлением (Ц.У.С.).

более сложные задачи, чем при раздельном их применении. Очень велики перспективы применения цифровых управляемых сопротивлений в вычислит. устройствах, связанных с самонастраивающимися системами.

**Р. э. с запаздыванием.** Для решения многих задач, особенно связанных с изучением случайных явлений, важны Р. э., реализующие запаздывание, т. е. зависимость между входным  $u(t)$  и выходным  $v(t)$  сигналами вида  $v(t) = u(t - \tau)$ . Принцип действия таких

Р. э. основан на запоминании сигнала и воспроизведении его через время  $\tau$ . Для этой цели часто применяются магнитную запись сигнала на барабан или ленту (см. *Магнитные запоминающие устройства*). Если лента протягивается с постоянной скоростью  $V$  мимо головок записи и воспроизведения, между к-рыми расположен кусок ленты длиной  $l$ , то это обеспечивает запаздывание  $\tau = l/V$ .

Другой тип устройств, применяемых для этой цели, запоминает входной сигнал не непрерывно, а в дискретные моменты времени. Так, напр. (рис. 10, а), если к входному сигналу подсоединить на время  $\Delta t$  конденсатор, то на нем останется («запомнится») значение сигнала в момент отключения. Через время  $\tau = n\Delta t$  ( $n$  — целое число) этот конденсатор на время  $\Delta t$  подключается к выходу; т. о., на выходе образуется ступенчатый сигнал  $v(t)$ , совпадающий в дискретные моменты времени с сигналом  $u(t - \tau)$  (рис. 10, б). Дополнит. устройствами можно сделать выходной сигнал более гладким, но в любом случае он будет

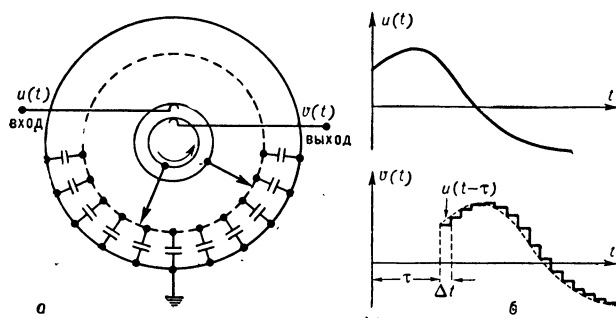


Рис. 10. а — принципиальная схема решающего элемента с запаздыванием; б — входной  $u(t)$  и выходной  $v(t)$  сигналы этого решающего элемента.

совпадать с сигналом  $u(t - \tau)$  только в дискретные моменты времени [4]. Поэтому применение таких Р. э. дает хорошие результаты только в том случае, если за время  $\Delta t$  сигнал изменяется мало.

Общей тенденцией является увеличение быстродействия всех типов Р. э. (расширение диапазона рабочих частот), создание различных типов цифро-аналоговых Р. э., уменьшение габаритов и потребления энергии, повышение надежности.

**Лит.:** 1) Коган В. Я., Электронные моделирующие устройства и их применение для исследования систем автоматического регулирования, 2 изд., М., 1963; 2) Комбинированные вычислительные машины. Тр. Второй Всес. конференции-семинара..., М., 1962; 3) Смолов В. В., Вычислительные преобразователи с цифровыми управляемыми сопротивлениями, М.—Л., 1961; 4) Жовинский В. Н., Схемы запоминания напряжений и блоки запаздывания, М.—Л., 1963.

А. Е. Орданович.

**РИГИ — ЛЕДЮКА ЯВЛЕНИЕ** — одно из термомагнитных явлений, заключающееся в существовании слагающей темп-ного градиента, перпендикулярной направлению теплового потока и магнитного поля. Если, напр., через тело вдоль оси  $X$  проходит тепловой поток  $W$  и оно помещается в магнитное поле  $H$ , направленное вдоль оси  $Z$ , то между боковыми торцами тела, перпендикулярными оси  $Y$ , возникает разность темп-р, иначе говоря, темп-рный градиент  $\nabla T$  поворачивается в плоскости  $ХОУ$ , отклоняясь от оси теплового потока на нек-рый угол  $\varphi = \text{arctg} (\frac{\partial T}{\partial Y} / \frac{\partial T}{\partial X})$ . Параметр  $A_L$  в соотношении  $\partial T / \partial Y = A_L H_Z \partial T / \partial X$  наз. постоянной Р.—Л. я. Знак Р.—Л. я. считается положительным, если  $A_L > 0$ . В случае, когда  $\Omega \tau \ll 1$ , где  $\Omega$  — частота Лармора (см. *Лармора прецессия*) и  $\tau$  — время релаксации (время свободного пробега электрона),  $A_L$  от  $H$  не зависит, т. е.  $\partial T / \partial Y \sim H$ . Для ферромагнетиков выполняется соотношение

$\partial T / \partial Y = (A_L B_Z + A_{SL} \cdot 4\pi I_Z) \partial T / \partial X$ , где  $A_{SL}$  — аномальная постоянная Р. — Л. я.,  $B_Z$  — магнитная индукция,  $I_Z$  — намагниченность.

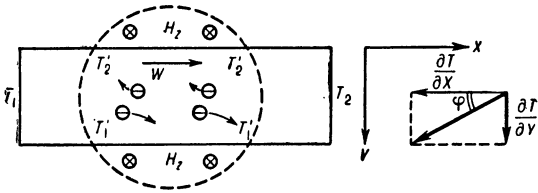


Схема явления Риги—Ледюка: магнитное поле  $H_z$  направлено за плоскость рис.; электроны  $\ominus$  с более высокой кинетич. энергией снабжены стрелками большей длины; сила тока  $j = 0$ ;  $T_1 > T_2$ ,  $T'_1 > T'_2$ .

При включении магнитного поля возникает также дополнительный темп-рный градиент, направленный вдоль оси теплового потока, что приводит к изменению наблюдаемого коэфф. теплопроводности (явление Маджи — Риги — Ледюка). Это явление характеризуется параметром  $B_L = (\kappa_n - \kappa) / \kappa H$ , где  $\kappa_n$  и  $\kappa$  — значения теплопроводности, определяемые в магнитном поле и без него. В зависимости от выполнения дополнительных условий — равенства нулю  $\partial T / \partial Y$  или  $W_Y$  — различают изотермич. или адиабатич. явления Маджи — Риги — Ледюка (Р. — Л. я. относится к адиабатич. явлениям).

С качественной стороны Р. — Л. я. можно объяснить, рассматривая движение классич. электронного газа в неравномерно нагретом проводнике, находящемся в магнитном поле. Электроны, идущие от нагретого конца к холодному, обладают в среднем большей энергией, чем электроны, идущие в противоположном направлении. В магнитном поле эти группы электронов смещаются в противоположные стороны, именно: электроны с большей средней энергией смещаются к одному боковому торцу, с меньшей — к другому, перпендикулярному оси  $Y$ , что приводит к возникновению разности темп-р между этими торцами.

Связь параметра  $A_L$ , характеризующего Р. — Л. я., с др. кинетич. параметрами можно установить из общих выражений для плотности тока  $j$  и плотности потока энергии  $w$  в неравномерно нагретом теле [см. *Нернста — Эттингсауэна явление*, ф-лы (1) и (2)]. Из этих общих выражений при условиях  $j = 0$  и  $W_Y = 0$  получаем

$$\text{tg } \varphi = A_L H = \frac{[2\alpha\alpha'\sigma - \sigma'(x^2 - \alpha'^2)] T - \gamma'(\sigma^2 + \sigma'^2)}{[2\alpha\alpha'\sigma' + \sigma(x^2 - \alpha'^2)] T - \gamma(\sigma^2 + \sigma'^2)}$$

Квантовая теория Р. — Л. я. приводит к выводу, что знак постоянной Р. — Л. я. совпадает со знаком постоянной Холла  $R_i$  (см. *Холла эффект*), т. е.  $A_L$  отрицательна, когда основными носителями тока являются электроны, и положительна, когда основные носители тока — дырки. В предельном случае слабых магнитных полей ( $\Omega\tau \ll 1$ ) в наимизшем приближении по малому параметру  $kT / \xi_0$  (где  $k$  — постоянная Больцмана,  $\xi_0$  — энергия Ферми) для металлов теория приводит к соотношению  $A_L = \sigma_0 R_i$ , где  $\sigma_0 = (\sigma)_{H=0}$  — электропроводность при  $H = 0$ .

Лит.: 1) Блатт Ф. Д., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; 2) Цилиберовский И. М., Термомангнитные явления в полупроводниках, М., 1960.

**РИДБЕРГА ПОСТОЯННАЯ** — постоянная в уравнениях для уровней энергии и спектральных серий атомов. В предположении бесконечной массы ядра Р. п.  $R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / ch^3 = 109\,737,309 \pm 0,012 \text{ см}^{-1}$ , где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка. Названа по имени

И. Ридберга (J. R. Rydberg), к-рый ввел ее эмпирически в 1890 г. при изучении серийных зависимостей в спектрах атомов. Величина  $hcR = 13,60 \text{ эв}$ , иногда обозначаемая символом  $Ry$  («ридберг»), дает энергию ионизации атома водорода и является удобной единицей для измерения энергии атомных состояний (ридбергова единица энергии, равная половине единицы энергии в атомной системе единиц Хартри); вводит также ридбергову единицу частоты  $cR$ . При учете движения ядра масса электрона заменяется приведенной массой электрона и ядра и  $R = R_\infty / (1 + m/M)$ , где  $M$  — масса ядра. Для легких атомов Р. п. имеет значения ( $\text{см}^{-1}$ ):  $R_H = 109\,677,576$ ,  $R_D = 109\,707,419$ ,  $R_{He^+} = 109\,717,345$ ,  $R_{He^+} = 109\,722,267$ .

Лит.: Rydberg J. R., «Compt. rend. Acad. sci.», 1890, т. 110, № 7, р. 394; «Astro-phys. J.», 1896, в. 4, № 1, р. 91; см. также лит. при ст. *Атомные спектры*. М. А. Ельшиевич.

**РИККАТИ УРАВНЕНИЕ** — дифференциальное уравнение 1-го порядка:

$$y' = P(x)y^2 + Q(x)y + R(x),$$

где  $P, Q, R$  — непрерывные функции; при  $P(x) \equiv 0$  Р. у. является *линейным дифференциальным уравнением*, при  $R(x) \equiv 0$  — *Бернулли уравнением*. В общем случае решение Р. у. не сводится к квадратурам. Если известно одно частное решение  $y_1$ , то подстановкой  $y = y_1 + z$  Р. у. сводится к ур-нию Бернулли. При  $P(x) \equiv -a$ ,  $Q(x) \equiv 0$  и  $R(x) \equiv bx^2$ ,  $a, b, a$  — постоянные, приходят к специальному Р. у.:

$$y' + ay^2 = bx^2.$$

Это ур-ние интегрируется в элементарных ф-циях в случаях: 1)  $a = 0$ , 2)  $b = 0$ , 3)  $a = -2$ , 4)  $a = -4k/(2k-1)$ ;  $k$  — целое; общее решение может быть получено с помощью *цилиндрических функций*.

Лит.: Степанов В. В., Курс дифференциальных уравнений, 8 изд., М., 1959, гл. 1, § 6. В. И. Витюков.

**РИМАНА ФУНКЦИЯ** для дифференциального уравнения гиперболич. типа

$$u_{xy}'' + a(x, y)u_x' + b(x, y)u_y' + c(x, y)u = f(x, y)$$

— функция, с помощью к-рой решение задачи Коши может быть представлено в виде суммы интегралов от начальных условий и ф-ции, стоящей в правой части ур-ния. Р. ф.  $R(x, y; x_0, y_0)$  — ф-ция двух пар переменных:  $x, y$  — координат переменной и  $x_0, y_0$  — фиксированной точек. Как ф-ция  $x$  и  $y$  Р. ф. — решение сопряженного дифференциального уравнения (к-рое является однородным, что и упрощает решение поставленной задачи Коши); вдоль характеристик  $x = x_0$  и  $y = y_0$  Р. ф. удовлетворяет условиям  $R_y' = aR$  и  $R_x' = bR$ ; кроме того,  $R(x_0, y_0; x_0, y_0) = 1$ . Напр., для телеграфного уравнения  $u_{xy}'' + cu = f(x, y)$  ( $c > 0$  — постоянная) Р. ф. выражается через *Бесселя функцию*  $J_0(\alpha)$ :

$$R(x, y; x_0, y_0) = J_0(\sqrt{c(x-x_0)(y-y_0)}).$$

Определение Р. ф. можно распространить на ур-ния высших порядков и большего числа переменных.

Лит.: Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М., Дифференциальные уравнения математической физики, М., 1962, гл. II, § 1—2, гл. V, § 3. В. И. Витюков.

**РИТЦА И БУБНОВА — ГАЛЕРКИНА МЕТОДЫ** — прямые методы решения вариационных задач и краевых задач математич. физики.

Метод Ритца применяется большей частью для приближенного решения вариационных задач и тех краевых задач, к-рые сводятся к вариационным. Пусть задан функционал  $V[y(x)]$  (или более сложный функционал) и требуется найти такую ф-цию  $y(x)$ , принимающую в точках  $x_0$  и  $x_1$  заданные значения  $\alpha = y(x_0)$  и  $\beta = y(x_1)$ , на к-рой функционал  $V[y(x)]$  будет достигать экстремума. Значения исследуемого на экстремум функционала  $V[y(x)]$  рассматриваются не на всех

допустимых в данной задаче ф-ций  $y(x)$ , а лишь на всевозможных линейных комбинациях вида

$$y_n(x) = \sum_{i=1}^n a_i \varphi_i(x)$$

с постоянными коэффициентами  $a_i$ , составленных из  $n$  первых ф-ций нек-рой выбранной системы  $\varphi_1(x), \varphi_2(x), \dots, \varphi_n(x), \dots$  (от удачного выбора этой системы ф-ций зависит эффективность применения метода к решению конкретных задач). Необходимым условием выбора системы ф-ций  $\varphi_i(x)$  является требование:  $y_n(x_0) = \alpha$  и  $y_n(x_1) = \beta$  для всех значений параметров  $a_i$ . При таком выборе ф-ций  $y_n(x)$  функционал  $V[y(x)]$  превращается в ф-цию  $\Phi(a_1, a_2, \dots, a_n)$  коэффициентов  $a_i$ ; последние выбирают так, чтобы эта ф-ция достигала экстремума, т. е. определяют их из системы уравнений  $\partial\Phi/\partial a_i = 0$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ).

Найденное этим методом приближенное решение  $y_n(x)$  вариационной задачи при нек-рых условиях стремится к точному решению  $y(x)$ , когда  $n \rightarrow \infty$ . Метод был предложен в 1908 г. В. Ритцем (Ritz). Теоретич. обоснование метода дано Н. М. Крыловым (1918).

Метод Бубнова — Галеркина является широким обобщением метода Ритца и применяется гл. образом для приближенного решения вариационных и краевых задач, в том числе и тех, к-рые не сводятся к вариационным. Основная идея этого метода состоит в следующем. Пусть требуется в нек-рой области  $D$  найти решение дифференциального уравнения  $L[u] = 0$  ( $L$  — дифференциальный оператор), удовлетворяющее на границе  $S$  области  $D$  однородным краевым условиям:  $u = 0$ . Если ф-ция  $u$  является решением уравнения  $L[u] = 0$  в области  $D$ , то ф-ция  $L[u]$  тождественно равна нулю в этой области, следовательно, ортогональна к любой ф-ции в области  $D$ . Приближенное решение уравнения  $L[u] = 0$  ищут в виде

$$u_n(x, y) = \sum_{i=1}^n a_i \psi_i(x, y), \quad (1)$$

где  $\psi_i(x, y)$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$  — линейно независимые ф-ции, удовлетворяющие краевым условиям  $\psi_i = 0$  и являющиеся первыми  $n$  ф-циями нек-рой системы ф-ций  $\psi_1(x, y), \psi_2(x, y), \dots, \psi_n(x, y), \dots$  полной в данной области. Постоянные коэффициенты  $a_i$  выбирают так, чтобы ф-ция  $L[u_n]$  была ортогональна в  $D$  первым  $n$  ф-циям системы  $\psi_i(x, y)$ :

$$\iint_D L[u_n(x, y)] \psi_i(x, y) dx dy = \iint_D L \left[ \sum_{k=1}^n a_k \psi_k(x, y) \right] \times \times \psi_i(x, y) dx dy = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (2)$$

Более общая формулировка метода Бубнова — Галеркина дается в терминах функционального анализа для решения уравнения  $Au - f = 0$ , где  $A$  — линейный оператор, определенный на линейно, плотно в нек-ром гильбертовом пространстве  $H$ ;  $u$  — искомый и  $f$  — заданный элемент пространства  $H$ .

Метод получил широкое распространение после исследований В. Г. Галеркина (1915); ранее (1913) он применялся для решения конкретных задач теории упругости И. Г. Бубновым.

Лит.: 1) М и х л и н С. Г., Прямые методы в математической физике, М.—Л., 1950; 2) К а н т о р о в и ч Л. В., Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 5 изд., М.—Л., 1962.

**РИЧАРДСОНА ФОРМУЛА** — формула, выражающая зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии от темп-ры поверхности металла, испускающего (эмиттирующего) электроны. Р. ф. была выведена на основе классич. электронной теории металлов, предполагающей, что в металле электроны обладают максвелловским распределением по скоростям. В таком предположении Р. ф. имеет вид

$$j = CT^{1/2} \exp(-b/kT), \quad (1)$$

где  $T$  — темп-ра металла,  $k$  — постоянная Больцмана,  $b$  — работа выхода электрона из металла, а константа  $C$  равна  $C = ne(k/2\pi m)^{1/2}$  ( $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $n$  — концентрация электронов в металле). Исходя из термодинамич. соображений и квантовой теории, Дэшман получил Р. ф. в неск. ином виде:

$$j = AT^2 \exp(-b/kT) \quad (2)$$

$A = 2\pi me k^2 / h^3$  ( $h$  — постоянная Планка) и, следовательно, является универсальной константой. Ее численное значение  $A = 60,2 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ . Ф-лу (2)

обычно наз. ф-лой Ричардсона — Дэшмана. Поскольку зависимость плотности тока от темп-ры определяется в основном экспоненциальным множителем, различие между ф-лами (1) и (2) проявляется в эксперименте весьма слабо. Тем же статистич. методом, что и (1), но в предположении ферми-распределения электронов по энергиям, получена ф-ла, аналогичная (2):

$$j = DAT^2 \exp(-b/kT). \quad (3)$$

Константа  $A$  в этой ф-ле в 2 раза больше, чем в (2), а множитель  $D$  — среднее значение коэфф. прозрачности потенциального барьера на границе металла. Для чистых металлов экспериментальные данные в общем хорошо согласуются с ф-лой (3) в широком интервале темп-р. Однако, согласно более тонким исследованиям, численные значения  $A$  и  $b$  оказываются различными для разных граней монокристалла. Кроме того, величина  $b$  зависит от темп-ры, а измеренный ток насыщения  $j$  должен быть экстраполирован на нулевое электрич. поле у поверхности катода.

Лит.: 1) Р е й м а н А. Л., Термоионная эмиссия, пер. с англ., М.—Л., 1940, гл. 1; 2) Д о б р е ц о в Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952, § 5—7; 3) К а п ц о в Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. III. Л. А. Сена.

**РИЧАРДСОНА ЭФФЕКТ** — испускание электронов накаленными телами (см. Термоэлектронная эмиссия).

**РОДИЙ** (Rhodium) Rh — хим. элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева, принадлежит к платиновым металлам; п. н. 45, ат. в. 102,905. Состоит из 1 стабильного изотопа  $Rh^{103}$ . Из радиоактивных изотопов применяется  $Rh^{105}$  ( $\beta^-$ ,  $T_{1/2} = 36,5$  часов). Электронная конфигурация  $4d^8 5s^1$ . Энергия ионизации ( $\epsilon$ )  $Rh^0 \rightarrow Rh^+ \rightarrow Rh^{2+} \rightarrow Rh^{3+}$  7,46; 18,07 и 31,05.

Р. — серебристый блестящий металл с бледно-голубым оттенком; кристаллич. решетка кубич. границентрированная,  $a = 3,8043 \text{ \AA}$ . При  $1100-1200^\circ$  (все темп-ры в  $^\circ\text{C}$ ) существует полиморфное превращение. Атомный радиус  $1,34 \text{ \AA}$ , ионные радиусы ( $\text{ \AA}$ )  $Rh^{2+}$  0,86,  $Rh^{3+}$  0,68. Плотность ( $\text{г/см}^3$ ) переплавленного в вакууме Р.  $12,41$  ( $0^\circ$ ), рентгенографическая  $12,412$ ;  $t_{\text{пл}}^{1960}$ ,  $t_{\text{кип}}^{3670}$ . Уд. теплоемкость  $C_p$   $0,0590 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$  ( $20^\circ$ ), в интервале  $0-1604^\circ$   $C_p = 5,25 \cdot 10^{-2} + 2,13 \cdot 10^{-5} t$ . Коэфф. термич. расширения  $8,5 \cdot 10^{-6}$  ( $0-100^\circ$ ), коэфф. теплопроводности  $0,210 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$  ( $20^\circ$ ). Уд. электросопротивление  $4,3 \text{ мком} \cdot \text{см}$ , темп-рный коэфф. электросопротивления  $4,35 \cdot 10^{-3}$  ( $0-100^\circ$ ). Работа выхода  $4,75 \text{ эВ}$ . Уд. магнитная восприимчивость  $1,08 \cdot 10^{-6}$ . Модуль упругости  $2800 \text{ кг/мм}^2$ , твердость по Бринеллю  $101 \text{ кг/мм}^2$ . Предел прочности отожженного металла  $33,7 \text{ кг/мм}^2$ , относит. удлинение  $7,2\%$ . Сжимаемость при  $30^\circ$  и давлениях  $p$ , меньших  $12\,000 \text{ кг/см}^2$ :  $-\Delta V/V_0 = (0,3606 - 2,76 \cdot 10^{-6} p) \cdot 10^{-6}$ .

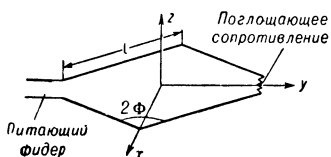
Основная валентность 3. Подобно платине, Р. образует комплексные ионы; родиевая чернь является катализатором. Компактный Р. не растворяется даже в царской водке. Применяется для получения стойких к потускнению покрытий с высокой отражательной способностью и как материал для контактов. Сплавы с Pt применяются в ювелирном деле, в термopарах, как катализаторы.

Лит.: 1) Д ж а ф ф и Р. [и др.], Рений и тугоплавные металлы платиновой группы, пер. с англ., М., 1963; 2) С л а в и н с к и й М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952; 3) Ф л я н д М. А., Семенов Е. И., Свойства редких элементов, М., 1953. А. М. Егоров.

**РОЖДЕСТВЕНСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТР** — см. Интерферометр Рождественского.

**РОМБИЧЕСКАЯ АНТЕННА** — проволочная антенна в виде ромба, имеющая однолепестковую диаграмму направленности (один главный лепесток),

вытянутую вдоль большой диагонали ромба. Стороны ромба должны быть велики по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . Для получения бегущей волны тока к одному из острых углов подключено по г л о щ а ю щ е е с о п р о т и в л е н и е, равное волновому сопротивлению Р. а., а к другому — питающий фидер (см. рис.). Р. а. широкополосны и применяются гл. обр. как приемные антенны в магистральных линиях радиосвязи на



коротких волнах;  $l$  и  $\Phi$  выбираются так, чтобы максимум суммарной диаграммы направленности Р. а. был направлен вдоль большой диагонали ромба. Обычно  $l \approx 4\lambda_0$  ( $\lambda_0$  — оптимальная волна рабочего диапазона), а  $\Phi \approx 50-70^\circ$ ; в этом случае Р. а. работает в трехкратном диапазоне  $(0,8-2,5)\lambda_0$ . Р. а. обычно подвешивается над земной поверхностью (плоскость ромба параллельна поверхности Земли) на высоте  $\sim (0,5-1)\lambda_0$ ; при этом ее вертикальная диаграмма (в плоскости  $zy$ ) имеет такую же ширину, что и горизонтальная ( $10-30^\circ$ ), и наклонена к линии горизонта (плоскость  $xy$ ) на угол  $10-25^\circ$ .

Недостаток Р. а. — большой уровень боковых лепестков (связанный с режимом бегущей волны) и низкий кнд ( $50-70\%$ ), обусловленный большими потерями энергии в поглощающем сопротивлении. Для уменьшения боковых лепестков и увеличения кнд применяют двойные Р. а., расположенные одна над другой и включаемые параллельно или последовательно.

Лит. см. при ст. Антенна. И. Б. Абрамов.

**РОМБИЧЕСКАЯ СИСТЕМА** — одна из шести кристаллографич. систем, характеризующаяся неравенством периодов повторяемости  $a \neq b \neq c$  по трем осям (рядам решеток)  $x, y, z$ , образующим между собой прямые углы  $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$  (см. табл. ст. Брассе решетки). Из 14 решеток Браве к Р. с. относятся четыре: примитивная, объемноцентрированная, базоцентрированная и гранецентрированная. В Р. с. входит всего семь простых форм кристаллов. Кристаллы Р. с. делятся на три класса кристаллов, каждый из к-рых имеет определенный символ и характеризуется специфич. набором элементов симметрии с обязательным присутствием одной или трех осей второго порядка. В Р. с. входит 59 пространственных групп. В Р. с. кристаллизуется около 30% изученных веществ. В оптич. отношении кристаллы Р. с. относятся к двусосным, обладающим дисперсией осей, но не бисектрис. Термич. расширение, деформация при всестороннем сжатии, электро- и теплопроводность, электрич. индукция и многие др. свойства кристаллов Р. с. описываются тремя константами вдоль трех взаимно-перпендикулярных осей. Кристаллы класса 2 : 2 (сегнетова соль) могут быть пьезоэлектриками и обладать оптич. активностью.

Лит.: 1) Флинт Е. Е., Начала кристаллографии, 2 изд., М., 1961; 2) Шубников А. В., Флинт Е. Е., Бокий Г. В., Основы кристаллографии, М.—Л., 1940; 3) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 4) Бокий Г. В., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960.

А. В. Шубников.

**РОМБОЭДРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА** (или тригональная система) — подсистема гексагональной системы, характеризующаяся равенством периодов повторяемости  $a = b = c$  по трем осям (рядам решетки)  $x, y, z$ , образующим между собой равные, но не прямые углы  $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$  (см. табл. в ст. Брассе решетки). К Р. с. относятся только одна решетка Браве с ячейкой в форме ромбоэдра. В Р. с. входит всего 15 простых форм кристаллов. Кристаллы Р. с. делятся на пять классов кристаллов. Старший,

наиболее богатый элементами симметрии, — класс ромбоэдра; остальные являются его подклассами. Обязательным элементом симметрии служит ось третьего порядка или зеркальная ось шестого порядка. В Р. с. входит 25 пространственных групп. В Р. с. кристаллизуется всего несколько % изученных веществ. В оптич. отношении кристаллы Р. с. относятся к одноосным положительным или отрицательным. Термич. расширение, деформация при всестороннем (гидростатическом) сжатии, электро- и теплопроводность и многие др. свойства кристаллов Р. с. описываются двумя константами — вдоль и поперек главной (оптической) оси. Кристаллы класса 3 : 2 (кварц) могут быть пьезоэлектриками и обладать оптич. активностью.

Лит. та же, что в ст. Ромбическая система. А. В. Шубников.

**РОСТ КРИСТАЛЛОВ** — см. Кристаллизация.

**РОСЫ ТОЧКА** — темп-ра, до к-рой должен охладиться воздух (или другой газ), чтобы достичь состояния насыщения при данном влагосодержании и неизменном давлении. При достижении Р. т. в воздухе или на предметах, с к-рыми он соприкасается, начинается конденсация водяных паров. Р. т. — одна из основных характеристик влажности воздуха; может быть вычислена по значениям темп-ры и влажности воздуха или определена непосредственно конденсационным гигрометром. Если относит. влажность меньше 100%, то Р. т. всегда ниже фактич. темп-ры воздуха, и тем ниже, чем меньше относит. влажность. При насыщении, т. е. относит. влажности 100%, фактич. темп-ра совпадает с Р. т. При темп-ре воздуха  $15^\circ\text{C}$ :

Относит. влажность, %	100	90	80	70	60	50	40
Р. т., $^\circ\text{C}$	15,0	13,4	11,6	9,5	7,3	4,6	1,5

**РОТАМЕТР** — вид расходомера.

**РОТАТОР** — механич. система, состоящая из материальной точки массы  $\mu$ , удерживаемой с помощью невесомого жесткого стержня на постоянном расстоянии  $r$  от неподвижной в пространстве точки  $O$  — центра Р. Возможное движение для Р. в классич. механике — вращение вокруг точки  $O$  с моментом инерции  $J = \mu r^2$ . Движение Р. происходит в плоскости, перпендикулярной вектору момента количества движения Р.  $L$ ; энергия Р.

$$E = L^2/2J = L^2/2\mu r^2. \quad (1)$$

При квантовомеханич. рассмотрении гамилтониан Р., согласно общим принципам квантовой механики, записывается аналогично (1):

$$\hat{H} = \hat{L}^2/2J = \hat{L}^2/2\mu r^2, \quad (2)$$

где  $\hat{L}$  — оператор орбитального момента количества движения (см. Квантование момента количества движения). Из (2) видно, что собственные ф-ции Р. совпадают с собственными ф-циями орбитального момента. Поэтому состояния Р. характеризуются определенными значениями квадрата момента  $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$  и его проекции  $L_z = \hbar m$  на ось квантования  $z$ , где  $l$  может принимать любые неотрицательные целые значения  $0, 1, 2, \dots$ , а  $m$  — тоже целое число и при данном  $l$  меняется в пределах от  $-l$  до  $l$ :

$$m = -l, -l+1, \dots, l-1, l.$$

Т. о., квантованию подвергается и направление момента количества движения.

Собственные функции Р. — обычные сферические функции  $Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \text{const exp}(im\varphi) P_{lm}(\vartheta)$  [где  $P_{lm}(\vartheta)$  — присоединенные ф-ции Лежандра], а собственные значения энергии —

$$E_l = \hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2. \quad (3)$$

Значения  $E_l$  не зависят от  $m$ , так что имеет место



( $2l + 1$ )-кратное вырождение уровней по значениям проекции момента на ось  $z$ .

К задаче о Р. приводится задача о нерелятивистском движении двух тел, расстояния между  $k$ -рыми  $r$  можно считать не меняющимся при движении. После выделения движения центра тяжести относит. движение таких тел описывается как движение одного тела с приведенной массой  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  ( $m_1, m_2$  — массы тел) во внешнем поле, зависящем только от расстояния между телами  $|r| = |r_1 - r_2|$ . Если  $|r|$  не меняется, то энергия относит. движения сводится к центробежной энергии (1).

Р. играет большую роль как идеализированная модель при рассмотрении вращательного движения молекул и ядер. В частности, моделью Р. широко пользуются при описании движения двухатомных молекул, в  $k$ -рых взаимное расстояние атомов является сравнительно мало меняющейся величиной; различные состояния вращения молекулы как целого хорошо описываются собственными ф-циями и энергетич. состояниями Р. (ротационный спектр молекул).

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 2, М.—Л., 1950, с. 87; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М., 1963 (Теор. физика, т. 3), § 346; 3) Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963, § 45. В. Г. Вакс.

**РОТОН** — коротковолновое элементарное возбуждение в жидком гелии II (см. Гелий). Кривая зависимости энергии элементарных возбуждений в гелии II от импульса  $p$  имеет минимум при  $p = p_0 = 2,1 \cdot 10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$ , что соответствует длине волны  $\lambda = h/p_0 \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  ( $h$  — постоянная Планка). Возбуждения с импульсами  $p$ , близкими к  $p_0$ , называются Р. Энергия Р. приближенно имеет вид  $\epsilon \approx \Delta + (p - p_0)^2 / 2\mu$ , где «эффективная масса» Р.  $\mu \approx 1,72 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ , энергетич. щель  $\Delta \approx 1,18 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}$ . При темп-ре выше  $1^\circ \text{ К}$  Р. дают основной вклад в теплоемкость гелия и плотность нормальной компоненты. Между Р. и длинноволновыми возбуждениями (фононами) нет принципиальной разницы, поскольку ротонная кривая спектра является продолжением фононной.

Название Р. имеет историч. происхождение и обусловлено тем, что в начале развития квантовой теории жидкого гелия элементарное возбуждение, о  $k$ -ром идет речь, считалось связанным с вихревым движением.

Лит. см. в ст. Гелий. Л. П. Питаевский.

**РОТУНД** — см. Вихрь векторного поля.

**РОУЛАНДА ОПЫТ** доказал, что конвекционный ток свободных зарядов на движущемся проводнике по своему магнитному действию тождествен с током проводимости в покоящемся проводнике. Этот опыт, поставленный Г. Роуландом (Rowland Н.) в 1878 г., сыграл важную роль в подтверждении ур-ний Максвелла для движущихся сред (см. Электродинамика движущихся сред).

Схема опыта состояла в следующем: диэлектрич. диск (из эбонита или стекла) с позолоченными боковыми поверхностями вращался вокруг своей оси между заземленными обкладками конденсатора; на боковую поверхность диска наносились заряды, и их действие при вращении диска обнаруживалось чувствит. магнитной стрелкой. Опыт показал, что отклонение стрелки пропорционально нанесенному заряду и меняется на обратное при изменении направления вращения диска или при изменении знака заряда.

Лит.: 1) Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., М.—Л., 1936; 2) Хвольсон О. Д., Курс физики, т. 5, Берлин, 1925. С. Н. Столяров.

**РТУТНАЯ ЛАМПА** — см. Лампа ртутная.

**РТУТНЫЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬ** (п р е о б р а з о в а т е л ь) — комплектное устройство для выпрямления переменного (трехфазного) тока, для преобразования постоянного тока в переменный и для пре-

образования промышленной частоты 50  $\text{гц}$  в более низкие или высокие (до 2 000  $\text{гц}$ ) частоты. Преобразующим узлом в Р. в. служат ртутные вентили — откачные или запаянные, *ионитроны* или *экситроны*. Последние отличаются друг от друга способом зажигания катодного пятна *электрической дуги*.

Кроме комплекта из 6 или 12 вентиляей, работающих как одно конструктивное целое, Р. в. содержит: преобразовательный трансформатор, обычно с шестифазной вторичной вентильной обмоткой; аппаратуру зажигания дуги, возбуждения и сеточного регулирования; систему водяного или воздушного охлаждения; аппаратуру защиты (катодные быстродействующие поляризованные выключатели, сеточную защиту, а в мощных электролизных установках также шестиполусные быстродействующие выключатели). Р. в. изготавливают при напряжениях до 825  $\text{в}$  на токи от 150 до 10 000  $\text{а}$ , при 1650  $\text{в}$  — на 1200 и 2400  $\text{а}$ , при 3300  $\text{в}$  — на 1200 и 2400  $\text{а}$ . На более высокие напряжения — по отдельным технич. условиям. При высоком рабочем напряжении кпд Р. в. может достигать 99,8%.

Р. в. применяются в установках для снабжения электр. энергией: электрифицированного транспорта (в нек-рых случаях при рекуперативном торможении); электролиза металлов, водных растворов и расплавленных солей; ускорителей (см. Инвертирование); индукционного нагрева (до 2500  $\text{гц}$ ); передачи энергии постоянным током (выпрямители и инверторы); ионного возбуждения мощных гидрогенераторов; электропривода непрерывных и реверсивных прокатных станов, автоматич. линий и подъемников. Для мощных установок, напр. на 150 000  $\text{а}$  для электролиза алюминия, Р. в. устанавливаются параллельно с общей системой управления, регулирования и охлаждения.

Срок службы для откачных Р. в. — теоретич. неограниченный, для запаянных — 5—10 лет; Р. в. способны выдерживать большие кратковременные перегрузки; им свойственна малая инерционность при незначит. мощности сеточного регулирования (ок. 2  $\text{вт}$ ).

Лит.: 1) ГОСТ 2329—62. Агрегаты преобразовательные с ртутными металлическими вентилями (срок введения — янв. 1964 г.); 2) Ривкин Г. А., Преобразовательные установки большой мощности, 2 изд., М.—Л., 1959; 3) Ионные и электронные преобразователи, под общ. ред. М. А. Чернышева, М., 1961. В. К. Крапивин.

**РТУТЬ** (Hydrargyrum) Hg — хим. элемент II гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 80, ат. в. 200,59. Природная Р. состоит из 7 стабильных изотопов: Hg<sup>196</sup> (0,146%), Hg<sup>198</sup> (10,02%), Hg<sup>199</sup> (16,84%), Hg<sup>200</sup> (23,13%), Hg<sup>201</sup> (13,22%), Hg<sup>202</sup> (29,80%), Hg<sup>204</sup> (6,85%). Важнейший радиоактивный ( $\beta^-$ ) изотоп Hg<sup>203</sup> ( $T_{1/2} = 46,9$  дня). Электронная конфигурация  $5d^{10}6s^2$ . Энергия ионизации ( $\text{эв}$ ) Hg<sup>0</sup>  $\rightarrow$  Hg<sup>+</sup>  $\rightarrow$  Hg<sup>2+</sup>  $\rightarrow$  Hg<sup>3+</sup> 10,43; 18,752 и 34,3.

Р. при норм. условиях — блестящий жидкий металл. Твердая Р. имеет ромбоэдрич. кристаллич. решетку:  $a = 2,999 \text{ нм}$ ,  $\alpha = 70^\circ 31'$  ( $-46^\circ$ , все темп-ры в  $^\circ \text{С}$ ). Атомный радиус 1,57 Å, ионный радиус Hg<sup>2+</sup> 1,1 Å. Плотность ( $\text{г/см}^3$ ): 13,6902 ( $-38,85^\circ$ ), 13,59545 ( $0^\circ$ ), 13,52171 ( $30^\circ$ ), 13,3518 ( $100^\circ$ ), 12,5 ( $500^\circ$ ), 10,55 ( $1000^\circ$ ), 7,8 ( $1320^\circ$ ). Поверхностное натяжение ( $\text{дин/см}$ ): 479,5 ( $0^\circ$ ), 475 ( $20^\circ$ ), 456 ( $100^\circ$ ), 381 ( $350^\circ$ ). Вязкость ( $\text{снэ}$ ): 1,685 ( $0^\circ$ ), 1,554 ( $20^\circ$ ), 1,240 ( $100^\circ$ ).  $t_{\text{пл}} = 38,9^\circ$ ,  $t_{\text{кип}} = 356,6^\circ$ . Теплоты плавления и испарения ( $\text{ккал/г-ат}$ ), 0,56 и 13,9. Высоко летуча и даже при комнатной темп-ре испаряется через значительный слой воды. От  $25^\circ$  до  $t_{\text{кип}}$  упругость насыщенного пара  $p$  ( $\text{мм рт. ст.}$ ) при абс. ( $T$ ) темп-ре  $\lg p = 10,355 - 3305T^{-1} - 0,795 \lg T$ . Уд. теплоемкость 0,0329  $\text{кал/г} \cdot \text{град}$  ( $0^\circ$ ); теплоемкость паров 4,97  $\text{кал/г-ат} \cdot \text{град}$

(от  $T_{кип}$  до 3000°K). Коэфф. термич. расширения  $171 \cdot 10^{-6}$  ( $-39,5^\circ$ ),  $181,79 \cdot 10^{-6}$  ( $0^\circ$ ),  $182,16 \cdot 10^{-6}$  ( $100^\circ$ ). Коэфф. теплопроводности  $0,0193 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$  ( $0^\circ$ ). Уд. электросопротивление  $95,8 \text{ мком} \cdot \text{см}$  ( $20^\circ$ ), темп-рный коэфф. электросопротивления  $0,9 \cdot 10^{-3}$ . Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние  $4,12^\circ \text{ К}$ . Диамагнитна, уд. магнитная восприимчивость:  $-0,168 \cdot 10^{-6}$  ( $20^\circ$ ). Предел прочности  $0,61 \text{ кг/мм}^2$  ( $-182^\circ$ ).

Р. проявляет валентности 1 и 2, к-рым соответствуют ионы  $\text{Hg}_2^+$  и  $\text{Hg}^{2+}$ ; с металлами образует амальгамы.

Лит.: 1) Мельников С. М., Ргуть, М., 1951; 2) Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952. А. М. Егоров.

**РУБИДИЙ (Rubidium) Rb** — хим. элемент I гр. периодич. системы Менделеева, щелочной металл; п. н. 37, ат. в. 85,47. Состоит из 2 изотопов: стабильного  $\text{Rb}^{85}$  (72,15%) и  $\beta^-$ -радиоактивного  $\text{Rb}^{87}$  (27,85%  $T_{1/2} \sim 5 \cdot 10^{10}$  лет). Важнейший искусств. радиоактивный ( $\beta^-$ ) изотоп  $\text{Rb}^{86}$  ( $T_{1/2} = 18,66$  дня). Электронная конфигурация  $5s^1$ . Энергия ионизации ( $\text{эВ}$ )  $\text{Rb}^0 \rightarrow \text{Rb}^+ \rightarrow \text{Rb}^{2+} \rightarrow \text{Rb}^{3+}$  4,176; 27,501 и 39,68.

Р. — очень мягкий серебристо-белый металл; кристаллич. решетка кубич. объемноцентрированная,  $a = 5,69 \text{ \AA}$  ( $20^\circ$ ), все темп-ры в  $^\circ \text{C}$ ). Атомный радиус  $2,48 \text{ \AA}$ , ионный радиус  $\text{Rb}^+ 1,49 \text{ \AA}$ . Плотность ( $\text{г/см}^3$ ) 1,532 ( $20^\circ$ ), 1,475 (ок.  $t_{пл}$ ). Поверхностное натяжение  $77 \text{ дин/см}$  ( $39,5^\circ$ ).  $t_{пл} 38,9^\circ$ ,  $t_{кип} 688^\circ$ . Теплоты плавления и испарения ( $\text{ккал/г-ат}$ ) 0,550 и 18,1. Пары Р. при  $180^\circ$  пурпурно-красные, выше  $350^\circ$  — оранжевые. Упругость насыщенного пара  $p$  ( $\text{мм рт. ст.}$ ) при абс. ( $T$ ) темп-ре  $\lg p = 12,00 - 4560 T^{-1} - 1,45 \cdot \lg T$  (от  $T_{пл}$  до  $T_{кип}$ ). Уд. теплоемкость  $C_p = 0,0802 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$  ( $20^\circ$ ). Для твердого Р. ( $0-39^\circ$ )  $C_p = 3,83 \cdot 10^{-2} + 15,3 \cdot 10^{-5}t$ ; для жидкого ( $39-100^\circ \text{C}$ )  $C_p = 7,88 + 0,0222t$ . Уд. электросопротивление ( $\text{мком} \cdot \text{см}$ ) 11,3 ( $0^\circ$ ), 27,47 ( $100^\circ$ ); темп-рный коэфф. электросопротивления 0,00481 ( $0^\circ \text{C} - t_{пл}$ ). Работа выхода  $2,13 \text{ эВ}$ . Уд. магнитная восприимчивость  $0,2 \cdot 10^{-6}$  ( $18^\circ$ ). Твердость по Бринеллю  $0,022 \text{ кг/мм}^2$ .

Одновалентен. Образует гидриды; на воздухе самопроизвольно воспламеняется.

Лит.: 1) Перельман Ф. М., Рубидий и цезий, 2 изд., М., 1960; 2) Рубидий. Сб. переводов, под ред. Ф. М. Перельман, М., 1959; 3) Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952. А. М. Егоров.

**РУБИЙ** — минерал, разновидность *корунда*.

**РУПОР (акустический)** — отрезок трубы с монотонно изменяющимся поперечным сечением, применяемый для увеличения мощности источников звука и концентрации звуковой энергии в определенном направлении (источник звука присоединяется к узкому концу Р.) или для усиления принимаемого звука (у узкого конца Р. помещается ухо или к.-л. приемник звука).

Распространение звука в Р. приближенно описывается ур-нием Вебстера:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где  $p$  — звуковое давление,  $c_0$  — скорость распространения звука,  $S(x)$  — площадь поперечного сечения Р.,  $x$  — расстояние по оси Р. от его узкого конца,  $t$  — время. Ур-ние (1) получено в предположении, что звуковое поле зависит только от координаты  $x$  [1]. Для гармонич. поля частоты  $\omega$  это условие выполняется в случае, когда поперечное сечение Р. мало изменяется на расстоянии, равном длине волны звука.

Наибольшее практич. значение имеет т. н. экспоненциальный Р., в к-ром  $S(x)$  изменяется по закону  $S(x) = S(0) e^{\alpha x}$ , где  $\alpha$  — постоянная величина, наз.

показателем расширения Р. Для бесконечного экспоненциального Р. гармонич. решение ур-ния (1) имеет вид

$$p(x, t) = p_0 e^{-\alpha x/2} \exp[i\omega(t - x/c)],$$

где  $c = c_0 / \sqrt{1 - (ac_0/2\omega)^2}$ . При  $\omega > ac_0/2$  это решение дает волну, распространяющуюся вдоль оси  $x$  со скоростью  $c$ ; при  $\omega < ac_0/2$  звук в Р. не распространяется. Т. о., экспоненциальный Р. обладает свойством акустич. фильтра верхних частот. Нижняя граница полосы пропускания наз. критич. частотой  $\omega_{кр} = ac_0/2$ . Сопротивление излучения  $Z_{изл}$  излучателя, находящегося во входном отверстии Р. ( $x = 0$ ), выражается ф-лой

$$Z_{изл} = \rho_0 c_0 S [\sqrt{1 - (\omega_{кр}/\omega)^2} + i\omega_{кр}/\omega],$$

где  $\rho_0$  — плотность воздуха (см. *Акустический излучатель*). Из этой ф-лы видно, что при  $\omega > \sqrt{2} \omega_{кр}$  выполняется соотношение  $\text{Re } Z_{изл} > \text{Im } Z_{изл}$ , т. е., начиная с частоты  $\omega_0 = \sqrt{2} \omega_{кр}$ , Р. обеспечивает эффективную передачу звуковой энергии от излучателя во внешнюю среду. Частоту  $\omega_0$  можно сделать сколь угодно низкой, уменьшая величину  $\alpha$ .

Р. часто пользуются в *громкоговорителях* [2], при этом существенно увеличивается излучение звука в области низких частот и, следовательно, повышается кпд громкоговорителя. Это обусловлено тем, что давление и колебательная скорость в Р. практически синфазны даже для звука сравнительно низкой частоты. Р., применяемые для связи голосом, наз. *мегафоны*. Для усиления ультразвука иногда применяют Р. в виде сплошного металла. стержня переменного сечения. При распространении волн от широкого конца Р. к узкому происходит их концентрация и, следовательно, увеличение интенсивности ультразвука (см. *Концентратор акустический*). Такие Р. применяются в ультразвуковых станках для сверления, сварки и т. п. [3, 4].

Лит.: 1) Фурдуй В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 2) Дрейзен И. Г., Курс электроакустики, ч. 2, М., 1940; 3) Берган Л.; Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; 4) Меркулов Л. Г., Расчет ультразвуковых концентраторов, «Акуст. ж.», 1957, т. 3, вып. 3, с. 230—38. А. Д. Лапин.

**РУПОРНАЯ АНТЕННА** — направленная антенна акустич. типа, состоящая из отрезка волновода с постоянным сечением (продолжение волновода, по к-рому распространяются электромагнитные волны) и отрезка волновода с плавно увеличивающимся поперечным сечением (*рупора*). Плавный переход от открытого конца волновода к более широкому излучающему отверстию увеличивает направленное действие антенны и улучшает согласование ее со свободным пространством (т. е. приближает *волновое сопротивление* антенны к волновому сопротивлению

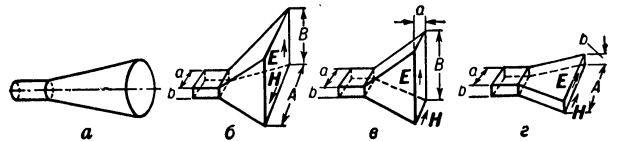


Рис. 1. Типы антенных рупоров: а — конический; б — пирамидальный; в — Е-плоскостной секториальный; г — Н-плоскостной секториальный.

свободного пространства, равному  $120 \pi$ ). Р. а. выполняются из конич. рупоров, возбуждаемых круглым волноводом; пирамидальных и Е- или Н-плоскостных секториальных рупоров, возбуждаемых прямоугольным волноводом (рис. 1). Конический и пирамидальный рупоры имеют игольчатые диаграммы направленности, а секториальные — веерные.

При переходе от волновода к рупору фронт волны, плоский в поперечном сечении волновода, преобразуется в сферический в коническом и пирамидальном рупорах и в цилиндрический — в секториальном.

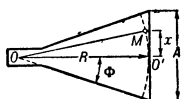


Рис. 2.

Поэтому для того чтобы в плоском излучающем отверстии рупора поле было бы практически синфазным, т. е. чтобы диаграммы направленности  $R$ . а. были бы близки к однолестковым диаграммам синфазного отверстия (см. *Направленное действие антенн*), рупор должен быть достаточно длинным. Отклонение от синфазности  $\psi$  в раскрыве секториального рупора (рис. 2):

$$\psi = 2\pi/\lambda (OM - OO') \approx \pi x^2/\lambda R, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $R$  — длина рупора,  $x$  — расстояние рассматриваемой точки от центра выходного отверстия рупора. Макс. отклонение фронта волны от плоского имеет место при  $x = a/2$  и равно  $\psi_{\max} \approx \pi A^2/4\lambda R$ . Фаза  $\psi_{\max}$  не должна превышать  $\pi/2$ , откуда определяется при заданном  $A$  высота рупора  $R$  (или угол при его вершине  $\Phi$ );  $R$  растет пропорционально  $A^2$ .

Диаграмма направленности и коэфф. направленного действия (кнд)  $R$ . а. рассчитываются методом Гюйгенса — Кирхгофа (см. *Гюйгенс — Френеля принцип*) в предположении, что поле в выходном отверстии равно невозмущенному полю набегающей из волновода сферич. или цилиндрич. волны. Ширина диаграмм направленности (на уровне 0,5 по мощности) для  $E$ -секториального рупора:

$$\theta_{0,5}^E = 56\lambda/a, \quad (2)$$

а для  $H$ -секториального:

$$\theta_{0,5}^H = 67\lambda/a. \quad (3)$$

Ширины диаграмм направленности пирамидального рупора в  $E$ - и  $H$ -плоскостях также определяются формулами (2) и (3).

$R$ . а. широкополосна, имеет высокий кнд и проста по конструкции. Однако ее применение для получения узких диаграмм ( $\leq 8-10^\circ$ ) затруднительно, т. к. при этом рупор становится очень длинным и громоздким.  $R$ . а. применяются на сантиметровых и дециметровых волнах как самостоятельные антенны и как облучатели *зеркальных антенн* и *линзовых антенн*. Рупоры широко распространены в различной вспомогательной измерит. аппаратуре (радар-тестеры, измерители поля и т. п.).  $R$ . а. служат также эталонами при сравнит. измерении коэфф. усиления антенн  $K_{ус}$ , т. к. их кнд  $\rightarrow 1$ , а кнд хорошо совпадает с расчетным ( $K_{ус} = \text{кнд} \cdot \text{кнд}$ ).

Лит.: 1) Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., 1959; 2) Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, М., 1957. И. Б. Абрамов.

**РУСЛОВОЙ ПОТОК** — термин, объединяющий все водные потоки, независимо от их размера и происхождения, протекающие в более или менее подвижных грунтах и потому самостоятельно формирующие свое русло. Изучением  $R$ . п. занимается *динамика русловых потоков*.

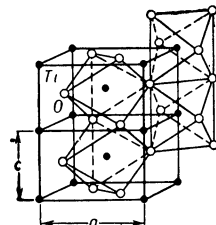
**РУТЕНИЙ** (Ruthenium) Ru — химический элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева, принадлежит к платиновым металлам: п. н. 44, ат. в. 101,07. Природный  $R$ . состоит из 7 стабильных изотопов:  $Ru^{96}$  (5,57%),  $Ru^{98}$  (1,91%),  $Ru^{99}$  (12,7%),  $Ru^{100}$  (12,7%),  $Ru^{101}$  (17,0%),  $Ru^{102}$  (31,5%),  $Ru^{104}$  (18,5%). Важнейшие радиоактивные ( $\beta^-$ ) изотопы:  $Ru^{103}$  ( $T_{1/2} = 39,8$  дня),  $Ru^{105}$  ( $T_{1/2} = 4,5$  часа),  $Ru^{106}$  ( $T_{1/2} = 1$  год). Электронная конфигурация  $4d^7 5s^1$ . Энергия ионизации (эв)  $Ru^0 \rightarrow Ru^+ \rightarrow Ru^{2+} \rightarrow Ru^{3+}$  7,364; 16,76 и 28,46.

$R$ . бывает аморфным и кристаллическим. Аморфный  $R$ ., получаемый в виде металлч. пудры, способен взрываться. Кристаллич.  $R$ . имеет 3 полиморфных превращения, происходящих при темп-рах 1035; 1190 и 1500° (все темп-ры в °C) и соответственно 4 кристаллич. формы:  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\delta$ . Кристаллич. решетка  $\alpha$ - $R$ . гексагональная плотноупакованная,  $a = 2,7015 \text{ \AA}$ ,  $c/a = 1,5828$ . Атомный радиус  $1,32 \text{ \AA}$ , ионные радиусы (Å)  $Ru^{3+}$  0,69,  $Ru^{4+}$  0,65. Плотность  $12,2 \text{ г/см}^3$ ,  $t_{пл}^{2500^\circ}$ ,  $t_{кип}^{4900^\circ}$ . Теплота плавления  $6,1 \text{ ккал/г-атом}$ . Уд. теплоемкость  $C_p$  (кал/г·град) при абс. (T) темп-ре для  $\alpha$ - $R$ . (0—1035° C)  $C_p = 5,01 \cdot 10^{-2} + 1,69 \cdot 10^{-5} T$ ; для  $\beta$ - и  $\gamma$ - $R$ . (1035—1500° C)  $C_p = 4,70 \cdot 10^{-2} + 1,69 \cdot 10^{-5} T$ ; для  $\delta$ - $R$ . (1500—1604° C)  $C_p = 5,35 \cdot 10^{-2} + 1,00 \cdot 10^{-5} T$ . Коэфф. термич. расширения  $7 \cdot 10^{-6}$  (0—100°). Уд. электросопротивление  $7,6 \text{ мком} \cdot \text{см}$  (°C); темп-рный коэфф. электросопротивления  $0,00458$  (0—100°). Работа выхода  $4,52 \text{ эв}$ . Уд. магнитная восприимчивость  $0,43 \cdot 10^{-6}$ .  $R$ . — твердый, хрупкий металл, не поддающийся обработке давлением даже при высоких темп-рах. Твердость по Бринеллю  $220 \text{ кг/мм}^2$ , по Моосу 6,5. При давлениях  $p$  ниже  $12000 \text{ кг/см}^2$  и темп-ре  $30^\circ \text{ C}$  сжимаемость  $-\Delta V/V_0 = (3,42-21,3 \cdot 10^{-6} p) \cdot 10^{-7} p$ .

$R$ . проявляет все валентности от 1 до 8, наиболее важны 3 и 4. Подобно Pt, образует комплексные соединения. Применяется как катализатор. В сплавах с Pt и Pd применяется в ювелирном деле, в сплавах с Ir и Os — как материал для острых наконечников.

Лит.: 1) Джаффи Р. И др., Рений и тугоплавкие металлы платиновой группы, пер. с англ., М., 1963; 2) Авторов Т. Д., Аналитическая химия рутения, М., 1962; 3) Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952. А. М. Егоров.

**РУТИЛ** — минерал, одна из 3 кристаллич. модификаций  $TiO_2$ . Встречается в природе в виде игольчатых или призматич. кристаллов, цвет — от золотистожелтого до черного (определяется примесями). Разновидности  $R$ . содержат до 45% Fe, до 14—20%  $Nb_2O_5$ , а также Ta, Mn и др. в малых количествах. Кристаллы тетрагональной симметрии, пространств. группа  $P_{42/mmm}$ , параметры элементарной ячейки:  $a = 4,54 \text{ \AA}$ ,  $c = 2,959 \text{ \AA}$ , число структурных единиц на ячейку  $M = 2$ . В структуре  $R$ . (рис.) ионы кислорода образуют деформированные октаэдры, объединяющиеся по ребрам в цепочки, перпендикулярные оси  $c$ . Ионы титана занимают в структуре положение (000) и  $(1/2, 1/2, 1/2)$ , ионы кислорода ( $x, x, 0$ ) и  $(1/2 + x, 1/2 - x, 1/2)$ , где  $x = 0,306$ . Кристаллы  $TiO_2$  со структурой  $R$ . искусственно получают в газовом пламени по методу Вернейля (темп-ра плавления  $1840^\circ \text{ C}$ ). Другие модификации  $TiO_2$  — анатаз и брукит при  $700-920^\circ \text{ C}$  переходят в  $R$ .



Плотность ( $\text{г/см}^3$ )  $4,22$  (пикнометрическая),  $4,28$  (рентгеновская). Твердость по Моосу 6—6,5 (природный), 7—7,5 (искусственный). Коэфф. теплового расширения ( $\text{град}^{-1} \cdot 10^{-6}$ )  $\alpha_a$  8,4,  $\alpha_c$  9,2 (от 0 до  $1000^\circ \text{ C}$ ). Дебаевская темп-ра 650—750°K. Теплоемкость (кал/моль)  $C_p = 0,2145 + 12,3 \cdot 10^{-5} T - 438/T^2$  (от 500 до  $1800^\circ \text{ K}$ ). Прозрачен в видимой части спектра. Показатели преломления:  $N_0 = 2,616$ ;  $N_e = 2,903$ . Для длин волн  $\lambda$  от 4250 до  $15000 \text{ \AA}$   $N_e^2 = 7,197 + 3,322 \cdot 10^7/(\lambda^2 - 0,843 \cdot 10^7)$ ,  $N_0^2 = 5,913 + 2,441 \cdot 10^7/(\lambda^2 - 0,803 \cdot 10^7)$ . Резкая полоса поглощения при  $4100 \text{ \AA}$ .

Полупроводник. Свойства сильно зависят от дефекта кислорода (степени нестехиометричности) образцов и примесей. Диэлектрич. проницаемость  $\epsilon_c = 173$ ,

$\epsilon_a = 89$ . Чистый  $TiO_2$  — антиферромагнетик, критич. точка ок.  $248^\circ K$ , константа Вейсса ок.  $2000^\circ K$ . Молярная магнитная восприимчивость от  $0,3 \cdot 10^{-6}$  до  $0,3$ . Электропроводность  $\sigma$  от  $0,03$  до  $10^{1/0.m} \cdot c.m.$  Энергии активации по оси  $a$  и  $c$  ( $эв$ )  $1,53$  и  $1,84$ ; энергетич. щель равна удвоенным значениям. Примеси  $1-2$  молярных %  $Li_2O, K_2O, Ag_2O, CaO, Y_2O_3$  понижают  $\sigma$ , примеси  $Na_2O, BeO, V_2O_5, WO_3$  повышают. Термоэдс (керамики) —  $1,03$   $мв/град$  (от  $0$  до  $90^\circ C$ ). Уровни энергии незначительствующих доноров от  $-0,095$  до  $-0,147$   $эв$  по отношению к нижней границе зоны проводимости. Соответствующие значения отношения эффективных масс от  $0,16$  до  $1,6$ . Подвижность электронов изменяется с темп-рой (по закону  $T^{-2.5}$ ) от  $0,1$  до  $10$   $см^2/в \cdot сек.$

Лит.: 1) «Rev. Modern Phys.», 1959, v. 31, № 3, p. 646—74. М. О. Калы.

**РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ** — когерентное рассеяние света на оптич. неоднородностях, размеры к-рых значительно меньше длины волны возбуждающего света. В отличие от *флуоресценции*, происходящей с частотами собственных колебаний электронов, возбужденных световой волной, Р. р. происходит с частотами колебаний возбуждающего света (см. *Рассеяние света*).

**РЭЛЕЯ ВОЛНЫ** — упругие возмущения, распространяющиеся вблизи свободной границы твердого тела и затухающие с глубиной. Их существование было предсказано Рэлеем (Rayleigh) в 1885 г. Примеры Р. в. — волны на земной поверхности, возникающие при землетрясениях; ультразвуковые поверхностные волны в твердых телах, применяемые для контроля поверхностного слоя различных деталей и образцов, для определения упругих постоянных твердых материалов и т. д.

В плоской Р. в. в однородном изотропном упругом полупространстве имеются две компоненты смещения, одна из к-рых  $u$  направлена вдоль направления распространения волны (ось  $x$ ), а другая  $w$  — перпендикулярно свободной границе в глубь полупространства (ось  $z$  с началом на границе), причем

$$u = Ak \left( e^{-qz} - \frac{2qs}{k^2 + s^2} e^{-sz} \right) \sin(kx - \omega t),$$

$$w = Aq \left( e^{-qz} - \frac{2ks^2}{k^2 + s^2} e^{-sz} \right) \cos(kx - \omega t),$$

где  $t$  — время,  $\omega$  — круговая частота,  $q = \sqrt{k^2 - k_t^2}$ ,  $s = \sqrt{k^2 - k_l^2}$ ,  $k$  — волновое число Р. в.,  $k_{l,t}$  — волновые числа продольных и поперечных волн соответственно,  $A$  — произвольная постоянная.

Толщина слоя локализации Р. в. составляет от  $\lambda$  до  $2\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны. На глубине  $\lambda$  плотность энергии в волне  $\approx 0,05$  плотности у поверхности. Движение частиц в Р. в. происходит по эллипсам, большая полуось к-рых перпендикулярна поверхности, а малая — параллельна направлению распространения волны. Эксцентриситет эллипсов зависит от расстояния до поверхности и от коэфф. Пуассона  $\nu$  упругой среды.

Фазовая скорость Р. в.  $c$  меньше фазовых скоростей  $c_l$  и  $c_t$  продольных и поперечных волн и определяется из ур-ния:  $\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0$ , где  $\eta = c/c_l$ ,  $\xi = c_t/c_l$ . Р. в. соответствует вещественный корень этого ур-ния, значения к-рого для твердых сред заключены между  $0,874$  и  $0,955$ . Приближенное выражение для него:  $\eta = (0,87 + 1,12\nu)/(1 + \nu)$ . Р. в. распространяются без дисперсии, их фазовая скорость равна групповой скорости.

В анизотропных средах структура и свойства Р. в. зависят от типа анизотропии и направления распространения волн, причем имеются такие анизотропные среды, напр. кристаллы триклинной системы, в к-рых Р. в. вообще не могут существовать.

Р. в. могут распространяться не только по плоской, но и по криволинейной свободной поверхности твердого тела. При этом меняется их скорость, распределение смещений и напряжений с глубиной, а также спектр допустимых частот, к-рый из непрерывного может стать дискретным, как, напр., для случая Р. в. на поверхности твердой сферы.

Иногда под Р. в. понимают волны не только на свободной границе твердого тела, но также поверхностные волны более общего типа, возникающие на границе твердого тела с жидкостью и на границе системы твердых или жидких слоев с твердым полупространством. На границе твердого и жидкого полупространства Р. в. существуют всегда, в остальных случаях они существуют только при определенных соотношениях упругих и геометрич. параметров слоев и твердого полупространства.

Лит.: 1) Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, М., 1955, ч. 1, гл. II, § 5, с. 23; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, ч. II, гл. III, § 24, с. 753; 3) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957, гл. 1, § 4, с. 28; 4) Берган Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956, гл. V, § 1, с. 341; 5) Витторов И. А., Рэлеевские волны в ультразвуковом диапазоне частот (Обзор), «Акуст. ж.», 1962, т. 8, вып. 2, с. 153—67. И. А. Витторов.

**РЭЛЕЯ ДИСК** — см. *Диск Рэлея*.

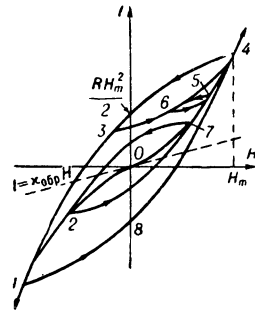
**РЭЛЕЯ ЗАКОН** — состоит в том, что интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны возбуждающего света ( $I \sim \lambda^{-4}$ ). Установлен Рэлеем (Rayleigh). См. *Рассеяние света*.

**РЭЛЕЯ ЗАКОН НАМАГНИЧИВАНИЯ** устанавливает зависимость намагнитченности  $I$  (или магнитной индукции  $B$ ) ферромагнетиков от напряженности магнитного поля  $H$  в слабых полях, когда макс. напряженность изменяющегося поля, действующего на образец после последнего размагничивания, много меньше коэрцитивной силы  $H_c$  (см. рис.).

Аналитически Р. з. н. может быть выражен следующими ф-лами: а) для кривой первого намагничивания  $I = \kappa_{обр} H \pm RH^2$ , где  $\kappa_{обр}$  — обратимая восприимчивость,  $R$  — постоянная Рэлея; б) для восходящих и нисходящих ветвей петель гистерезиса (симметричных, несимметричных и смещенных)  $|\Delta I| = \kappa_{обр} |\Delta H| + R |\Delta H|^2/2$ , где  $|\Delta I|$  и  $|\Delta H|$  — абс. величины приращений  $I$  и  $H$ .

Эти закономерности установлены экспериментально и могут иметь место не только вблизи размагниченного состояния ( $I = 0, B = 0$ ), но и для любого другого состояния на плоскости ( $I, H$ ), лишь бы изменение поля  $\Delta H$  было малым по сравнению с  $H_c$  ( $\Delta H \ll H_c$ ). При этом параметры  $\kappa_{обр}$  и  $R$ , конечно, меняются.

Процессы намагничивания в рэлеевской области описываются двумя константами материала  $\kappa_{обр}$  и  $R$ . Первая из них характеризует обратимую линейную часть процесса, а вторая — необратимую нелинейную. Если рэлеевская петля рассматривается вблизи размагниченного состояния, то  $\kappa_{обр}$  совпадает с обратимой начальной восприимчивостью  $\kappa_a$  и обусловлена обратимыми процессами смещения границ между доменами. Если же рэлеевская петля снимается вблизи состояния  $I \neq 0$  и  $H \neq 0$ , то



Кривая намагничивания (1-0-4) и петли гистерезиса в области Рэлея: 1-3-4-8 — симметричная петля при макс. напряженности  $H_m$ ; 2-7 — симметрич. петля при наибольшей  $H < H_m$ ; 3-4 и 5-6 — несимметрич. смещенные петли;  $I = \kappa_{обр} H$  — линейная часть закона Рэлея.

$\kappa_{\text{обр}}$  является т. н. гансовской обратимой восприимчивостью  $\kappa_r$ , также обусловленной обратимыми процессами смещения доменных границ. Параметр  $R$  характеризует вклад необратимых процессов смещения доменных границ и определяется, по-видимому, статистич. распределением критич. магнитных полей, при к-рых в разных участках образца начинаются необратимые процессы смещения доменных границ (см. *Сикстуса — Тонкса опыты*). Мощность потерь на гистерезис в области применимости Р. з. н. пропорциональна  $R$  и  $H_m^3$ . Отношение остаточной намагниченности  $RH_m^2/2$  к макс. намагниченности в области Рэлея всегда меньше 0,5.

Область применимости Р. з. н. для различных ферромагнетиков может составлять от неск. миллиэрстед (*ферриты*) до неск. эрстед (*перманяры*). В мягкой стали точное совпадение эксп. кривых с Р. з. н. наблюдается как в полях, напряженность к-рых не превышает 0,05  $H_c$ , так и в более сильных полях (до 0,5  $H_c$ ), но при неск. измененных коэфф. Однако при этом могут проявиться такие эффекты, как *магнитная accommodation* и *магнитное сползание*, к-рые не учитываются Р. з. н.

Лит.: 1) Rayleigh, «Phil. Mag.», 1887, v. 23, p. 225; 2) Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 3) Liboutry L., «Ann. phys.», 1951, t. 6, p. 732—52; 4) Preisach F., «Z. Phys.», 1935, Bd 94, H. 6, S. 277; 5) Кондорский Е. И., «ДАН СССР», 1941, т. 30, № 7, с. 598. О. В. Росничий.

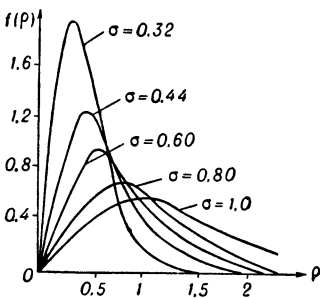
**РЭЛЕЯ ИНТЕРФЕРОМЕТР** — см. *Интерферометр Рэлея*.

**РЭЛЕЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** — распределение вероятностей случайной величины  $\rho$ , характеризующееся плотностью

$$f_{\sigma^2}(\rho) = \begin{cases} (\rho/\sigma^2) \exp(-\rho^2/2\sigma^2) & \text{при } \rho \geq 0, \\ 0 & \text{при } \rho < 0. \end{cases}$$

Функция распределения:  $F(\rho) = \int_0^{\rho} f_{\sigma^2}(x) dx =$

$= 1 - \exp(-\rho^2/2\sigma^2)$ ; математич. ожидание:  $M\rho = \sqrt{\pi/2} \sigma^2$ ; дисперсия:  $D\rho = (4 - \pi) \sigma^4/2$ . Максимальное значение плотности равно  $1/\sigma\sqrt{e}$  и достигается при  $\rho = \sigma$  (на рис. даны графики плотности Р. р. при различных  $\sigma$ ). Р. р. играет важную роль в радиотехнике: ему подчиняется, напр., одномерное распределение вероятностей для огибающей узкополосного нормального стационарного случайного процесса с нулевым математич. ожиданием и дисперсией  $\sigma^2$ . Этим же распределением (к-рое иногда называется распределением Максвелла) описывается распределение начальной скорости  $\rho = v_0$  вылета электрона массы  $m$



Плотность вероятности для распределения Рэлея.

иногда называется распределением Максвелла) описывается распределение начальной скорости  $\rho = v_0$  вылета электрона массы  $m$

в термоэлектронных лампах; при этом  $\sigma^2 = kT_c/m$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_c$  — температура катода в градусах Кельвина.

Если  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — две независимые нормальные случайные величины с параметрами  $(a, \sigma)$  и  $(b, \sigma)$ , то плотность распределения вероятностей случайной величины  $r = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}$  имеет вид

$$f(r) = \begin{cases} (r/\sigma^2) \exp[-(r^2 + a^2)/2\sigma^2] I_0(ar/\sigma^2) & \text{при } r \geq 0, \\ 0 & \text{при } r < 0. \end{cases}$$

Это распределение наз. обобщенным Р. р., или распределением Райса ( $a^2 = a^2 + b^2$  и  $I_0$  — *Бесселева функция* нулевого порядка от мнимого аргумента). В частном случае  $a = b = 0$  оно переходит в Р. р., совпадающее с  $\chi$ -распределением с двумя степенями свободы, т. е. с распределением вероятностей случайной величины  $\rho = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}$ , где  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — независимые нормальные случайные величины с параметрами  $(0, \sigma)$ .

Лит.: 1) Левин Б. Р., Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, М., 1957, гл. 2, § 5, гл. 3, § 5, гл. 8, § 2; 2) Давенпорт В. Б., Рут В. Л., Введение в теорию случайных сигналов и шумов, пер. с англ., М., 1960, §§ 7. 6, 8. 5, 8. 6. А. Ширяев.

**РЭЛЕЯ — ДЖИНСА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ** — приближенный закон, выражающий спектральное распределение энергии электромагнитного излучения абс. черного тела в зависимости от темп-ры: мощность  $R_{\nu, T} d\nu$  (или  $R_{\lambda, T} d\lambda$ ) излучения по всем направлениям 1  $\text{см}^2$  поверхности абс. черного тела в узком интервале частот  $d\nu$  (или длин волн  $d\lambda$ ) связана с  $\nu$  (или  $\lambda$ ) и абс. темп-рой  $T$  соотношением

$$R_{\nu, T} d\nu = \pi c^{-2} \nu^2 k T d\nu = \pi h c^{-2} \nu^3 f(\nu, T) d\nu,$$

или в длинах волн

$$R_{\lambda, T} d\lambda = \pi c \lambda^{-4} k T d\lambda = \pi h c^2 \lambda^{-5} f(\lambda, T) d\lambda,$$

где  $f(\nu, T) = kT/h\nu$ ,  $f(\lambda, T) = \lambda kT/hc$ ,  $c$  — скорость света,  $k$  — постоянная Больцмана,  $h$  — постоянная Планка. Р.—Дж. з. и. выведен в 1905 г. независимо Рэлеем и Дж. Джинсом; закон может быть получен как из классич. представлений о равнораспределении энергии по степеням свободы, так и из квантовой теории излучения — как предельный случай закона Планка при  $hc/k\lambda T \ll 1$  или, что то же самое,  $h\nu/kT \ll 1$  (см. *Планка закон излучения*). Это условие можно выразить также через длину волны максимума мощности излучения  $\lambda_m = 0,2898/T$  (см. *Вина закон излучения*): Р.—Дж. з. и. применим в области длин волн  $\lambda \gg \lambda_m$ . В области оптич. частот Р.—Дж. з. и. обычно применяют вместо закона Планка в тех случаях, когда не требуется высокая точность вычислений. Значительно шире Р.—Дж. з. и. применяют в радиоастрономич. расчетах, где обычно  $\lambda \gg \lambda_m$ .

Лит.: 1) Планк М., Теория теплового излучения, Л.—М., 1935, § 147, 152, 159—61; 2) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), § 193. А. С. Хайкин.

# С

**САБАТЬЕ ЯВЛЕНИЕ** — фотографич. эффект, заключающийся в образовании частично, а иногда и почти полностью обращенного (т. е. позитивного) фотографич. изображения на светочувствительном слое, если после съемки и частичного проявления подвергнуть слой равномерной засветке актиничным светом по всей поверхности, а после этого окончательно его проявить. С. я. может быть использовано для сознательного преобразования фотографич. изображений, в частности для эквиденситометрии, и для получения особых художественных эффектов.

С. я., открытое в 1850 г. П. Сабатье (P. Sabattier), объясняется несколькими причинами. Из них наиболее существенны: 1) экранирование оставшихся невосстановленными после 1-го проявления кристаллов галлоидного серебра зернами серебра первоначального (негативного) изображения и в результате отпечатывание этого изображения при равномерной засветке на части эмульсионного слоя, сохранившей светочувствительность; 2) десенсибилизация кристаллов галлоидного серебра, оставшихся невосстановленными, продуктами окисления проявителя и в результате образование в слое «рельефа светочувствительности», приводящего после равномерной засветки к возникновению позитивного изображения.

Лит.: Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, с. 204. Ю. Н. Гороховский.

**САВАР (сав)** — единица измерения частотного интервала, равная интервалу между двумя частотами, десятич. логарифм отношения к-рых равен 0,001, что соответствует отношению верхней граничной частоты к нижней граничной частоте (в *гц*), равному 1,0023. 1 С. =  $3,32 \cdot 10^{-3}$  октавы = 3,98 цента.

**САДОВСКОГО ЭФФЕКТ** — возникновение вращательного механич. момента у тела, облучаемого эллиптически поляризованным светом. Как показал впервые А. И. Садовский (в 1899 г.), эллиптически поляризованная световая волна обладает моментом импульса, плотность потока к-рого в вакууме равна  $M = |[EA]| = Iq/\omega$ , где  $I$  — яркость светового пучка (модуль вектора Пойнтинга),  $q$  — степень эллиптичности (см. Стокса параметры),  $\omega$  — угловая частота световой волны,  $E$  — напряженность ее электрич. поля и  $A$  — вектор-потенциал электромагнитного поля волны. С квантовой точки зрения, существование момента импульса световой волны связано с тем, что при эллиптич. поляризации вероятности ориентации спина фотона в направлении его движения и навстречу ему не одинаковы (для одного фотона  $M = \hbar/2\pi$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка). Величина С. э. очень мала. Так, для видимого света ( $\omega = 4 \cdot 10^{15}$  сек<sup>-1</sup>), поляризованного по кругу ( $q = 1$ ) и по яркости равного яркости прямого света Солнца,  $M = 3 \cdot 10^{-10}$  дин/см. Для поляризованных по кругу сантиметровых волн ( $\omega = 10^{10}$  сек<sup>-1</sup>)  $M = 10^{-3}$  дин/см при  $I = 1$  вт/см<sup>2</sup>. Несмотря на это, С. э. наблюдался

экспериментально как для видимого света, так и для сантиметровых волн. Особенно большую роль С. э. играет в процессах излучения и поглощения света атомами и молекулами, где его существование в значит. степени определяет правила квантования (напр., правила Бора, см. Бора теория атома).

С теоретич. точки зрения, существование С. э. позволяет применить к явлениям взаимодействия электромагнитных волн с веществом закон сохранения момента количества движения.

Лит.: 1) Соколов А., Иваненко Д., Квантовая теория поля, М.—Л., 1952; 2) Боргардт А., «Научн. зап. Днепропетровского гос. ун-та», 1953, т. 41, вып. 4, с. 43; 3) Розенберг Г. В., «УФН», 1950, т. 40, вып. 2. Г. В. Розенберг.

**САМАРИЙ (Samarium) Sm** — химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; относится к цериевой подгруппе редкоземельных элементов (см. Лантаниды); п. н. 62, ат. в. 150,35. Природная смесь состоит из 6 стабильных изотопов: Sm<sup>144</sup> (3,16%), Sm<sup>148</sup> (11,27%), Sm<sup>149</sup> (13,82%), Sm<sup>150</sup> (7,47%), Sm<sup>152</sup> (26,63%), Sm<sup>154</sup> (22,53%) и  $\alpha$ -радиоактивного Sm<sup>147</sup> (15,07%) ( $T_{1/2} = 1,13 \cdot 10^{11}$  лет). Важнейшие радиоактивные изотопы: Sm<sup>146</sup> ( $T_{1/2} = 5 \cdot 10^7$  лет,  $\alpha$ ) и Sm<sup>151</sup> ( $T_{1/2} = 93$  года,  $\beta^-$ ). Нек-рые изотопы С., образующиеся при делении U и Pu, являются «реакторными ядами»: Sm<sup>149</sup> (сечение захвата нейтронов  $\sigma = 5,3 \cdot 10^4$  барн, выход 1,3%), Sm<sup>151</sup> ( $\sigma = 7 \cdot 10^3$  барн, выход 0,45%) и Sm<sup>152</sup> ( $\sigma = 150$  барн, выход 0,28%). Электронная конфигурация  $4f^6 6s^2$ . Энергия ионизации ( $\alpha$ ) Sm<sup>0</sup> → Sm<sup>+</sup> → Sm<sup>2+</sup> 5,6 и 11,2.

С. — серебристо-белый металл, на воздухе быстро тускнеет и покрывается серой окисной пленкой. Имеет полиморфное превращение при 917°C. Кристаллич. решетка  $\alpha$ -С. ромбоэдрическая,  $a = 8,996$  Å,  $\alpha = 23^\circ 13'$  (25°, все темп-ры в °С). Атомный радиус 1,804 Å; ионный радиус Sm<sup>3+</sup> 1,04 Å. Плотность (г/см<sup>3</sup>, 25°) для  $\alpha$ -С. 7,495—7,540, рентгенографическая 7,536; для  $\beta$ -С. 7,40 (917°).  $t_{пл}^\circ 1072^\circ$ ,  $t_{кип}^\circ 1900^\circ$ . Теплоты плавления, испарения и превращения  $\alpha \rightarrow \beta$  (ккал/г-атом) 2,061; 46 и 0,744. Уд. теплоемкость 0,042 кал/г · град. Теплоемкость  $\alpha$ -С. (0—917°, кал/г-атом · град)  $C_p = 11,80 + 0,955 \cdot 10^{-3}t - 1,51 \cdot 10^{-5}t^2$  (т + 273,2); для  $\beta$ -С.  $C_p = 11,22$  (917—1072°). Уд. электросопротивление 88—92 мком · см (25°). Температурный коэффициент электросопротивления  $1,48 \cdot 10^{-3}$ . Парамагнитен. Модуль упругости 3480 кг/мм<sup>2</sup> (по др. данным 5600); модуль сдвига 1286 кг/мм<sup>2</sup>; коэфф. Пуассона 0,352. Твердость по Виккерсу 42—45 кг/мм<sup>2</sup>. Для литого С. предел прочности 11,4 кг/мм<sup>2</sup>, предел текучести 12,7—13,3 кг/мм<sup>2</sup>, относит. удлинение 3%.

В химич. соединениях С. 3-валентен, редко — 2-валентен. Образует комплексные соединения. Окраска солей Sm<sup>3+</sup> — желтая. Изотоп Sm<sup>153</sup> ( $T_{1/2} = 47$  час.) применяется для определения малых количеств С.



с помощью активац. анализа. Окись  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  сильно поглощает тепловые нейтроны.

Лит.: 1) Серебрянников В. В., Химия редкоземельных элементов, т. 1—2, Томск, 1959—61; 2) Свойства и применение редкоземельных металлов, пер. с англ., под ред. Е. М. Савицкого, М., 1960; 3) Металлургия редкоземельных металлов, под ред. Л. Н. Комиссаровой и В. Е. Плещева, М., 1962; 4) Справочник химика, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1963.

Ю. Н. Михайлов.

**САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ** — самопроизвольное (без внешнего воздействия) возникновение колебаний в колебат. системе при неустойчивом состоянии равновесия последней, происходящее под влиянием малых начальных отклонений от состояния равновесия, неизбежно существующих во всякой системе вследствие флуктуаций; возникшие колебания нарастают и в системе устанавливаются автоколебания, к-рые поддерживаются за счет энергии от того или иного источника.

**САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ** — прогрессивное ускорение хим. реакции, в результате к-рого медленно протекающий в нач. момент процесс достигает очень больших («взрывных») скоростей. С. может быть обусловлено накоплением в системе либо активных промежуточных продуктов реакции (цепное С.), либо тепла (тепловое С.). Характерная особенность С., как и др. процессов взрывчатого превращения, — наличие четко выраженных критич. условий (пределов), ограничивающих область С., вне к-рой медленная реакция протекает до конца без С. Важная характеристика С. — период индукции — время, в течение к-рого развивается предвзрывное ускорение реакции. Иногда вместо термина «С.» употребляют термин «взрыв». Теория С. основана на совместном рассмотрении закономерностей хим. кинетики и тепломассопереноса.

Цепное С. наблюдается в газовых системах при наличии разветвленных цепных реакций (напр., при окислении  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ , паров  $\text{P}$ ), в результате к-рых концентрация  $n$  активных центров (радикалов) изменяется во времени:  $dn/dt = w_0 + (f - g)n$ , где  $w_0$ ,  $f$  и  $g$  — константы скорости зарождения, разветвления и обрыва цепи. При  $f < g$  устанавливается стационарная концентрация  $n$  и реакция протекает с очень малой скоростью. При  $f > g$  экспоненциально растет, реакция ускоряется и наступает С. Критич. условие:  $f = g$ . В общем случае  $f$  и  $g$  зависят от давления  $p$  и темп-ры  $T$  реагирующего газа, формы и размеров реакц. сосуда, состояния внутр. поверхности сосуда, примесей.

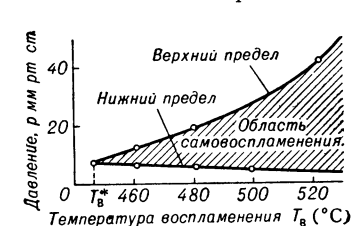


Рис. 1. Критич. условие самовоспламенения стехиометрич. смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ .

Область С. в координатах  $p - T$  имеет своеобразную форму — т. н. полуостров воспламенения (рис. 1), что связано с наличием двух различных механизмов обрыва цепи: на стенке сосуда  $g_{\text{СТ}}$  и в объеме  $g_{\text{об}}$  (при тройных столкновениях радикала с двумя молекулами), а также с различной зависимостью  $f$ ,  $g_{\text{СТ}}$  и  $g_{\text{об}}$  от  $p$  (рис. 2). При  $T > T_{\text{в}}^*$  кривая  $g_{\text{СУМ}}(p)$  пересекает прямую  $f(p)$  в точках, соответствующих нижнему  $p_{\text{Н}}$  и верхнему  $p_{\text{В}}$  пределам по давлению. С. возникает в интервале  $p_{\text{Н}} - p_{\text{В}}$ , в к-ром  $f > g_{\text{СУМ}}$ . При  $T < T_{\text{в}}^*$  вся кривая  $g_{\text{СУМ}}$  лежит выше прямой  $f$ ; при  $T = T_{\text{в}}^*$  имеет место касание. Период индукции внутри полуострова воспламенения зависит от  $p$  и  $T$  и сильно растет по мере приближения к пределу.

Тепловое С. обусловлено нарастанием темп-ры и наблюдается в системах с различным агрегатным состоянием при наличии в них экзотермич. реакции, скорость к-рой сильно увеличивается с ростом темп-ры.

Темп-ра реагирующей системы  $T$  определяется соотношением между скоростью выделения тепла  $q_1 \sim \exp(-E/RT)$  (где  $E$  — энергия активации,  $R$  — газовая постоянная) и скоростью отвода тепла  $q_2 = \alpha S (A - T_0)$  (где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи,  $S$  — поверхность теплообмена,  $T_0$  — задаваемая извне темп-ра стенки сосуда) (рис. 3). При темп-ре стенки  $T_0$  темп-ра смеси сначала

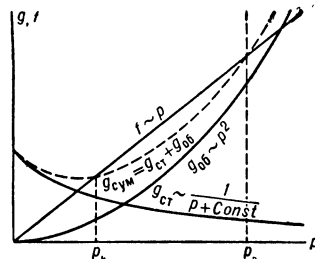


Рис. 2. Зависимость констант скорости разветвления цепи  $f$ , обрыва на стенке  $g_{\text{СТ}}$  и обрыва в объеме  $g_{\text{об}}$  от давления  $p$  при  $T > T^*$ .

повышается до  $T_1'$  (где  $q_1 = q_2$ ) и дальше остается постоянной, т. е. реакция протекает стационарно с небольшим разогревом:  $\Delta T = T_1 - T_0$  и С. не происходит. При темп-ре стенки  $T_0''$   $q_1 > q_2$  и наблюдается С. Прямая  $q_2''$ , касающаяся кривой  $q_1$ , разграничивает область стационарной реакции от области С.; соответствующая ей температура стенки  $T_0$  наз. темп-рой С., величина  $T_0$  для данной смеси зависит от давления и размеров сосуда. Величина  $\Delta T_{\text{кр}} = T_1 - T_0 = RT_0^2/E$  (т. н. предвзрывной разогрев) соответствует наибольшему стационарному разогреву, возможному в системе.

Наиболее простые закономерности теплового С. наблюдаются в газовой фазе. В конденсированных системах они значительно сложнее: существенно влияние внешнего теплоотвода; процессов, связанных с газообразованием при взрывчатом превращении; фазовых переходов (полиморфных превращений, плавления, испарения). Благодаря большой плотности темп-ра С. в конденсированных средах гораздо ниже, чем в газах, а периоды индукции могут достигать очень больших значений (часы, сутки и более, для газов — секунды).

При эксперимент. исследовании С. необходима четкая фиксация (с возможным воспроизведением от опыта к опыту) основных параметров — формы и размеров системы, темп-ры окружающей среды и граничных условий, давления (или плотности).

Лит.: 1) Семенов Н. Н., «УФН», 1940, т. 23, вып. 3, с. 251; 2) его же, О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, 2 изд., М., 1958; 3) Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, М.—Л., 1947; 4) Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г., Курс химической кинетики, М., 1962; 5) Соколик А. С., Самовоспламенение, пламя и детонация в газах, М., 1960; 6) Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И., «ЖФХ», 1960, т. 34, № 10, с. 2235. А. Г. Мержанов.

**САМОГАСЯЩИЙСЯ СЧЕТЧИК** — газовый счетчик ионизирующих частиц; конструкция и применение те же, что у счетчиков Гейгера (см. Гейгера — Мюллера счетчик). С. с. предложен А. Тростом в 1937 г. В отличие от счетчиков Гейгера, заполняемых чистыми одноатомными и двухатомными газами, С. с. наполняется к.-л. инертным газом, обычно  $\text{Ar}$ , с обязательной примесью небольшого количества ( $\sim 10\%$ ) паров органич. жидкостей: этилового или метилового спирта, метилаля ( $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$ ) и др.,

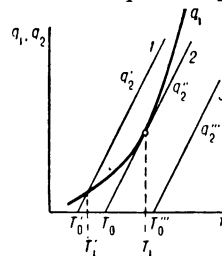


Рис. 3. Зависимость скорости выделения  $q_1$  и отвода  $q_2$  тепла от темп-ры реагирующей системы;  $q_2'$ ,  $q_2''$  и  $q_2'''$  соответствуют различным значениям темп-ры стенки  $T_0$ .

или газов со сложными, многоатомными молекулами. В счетчиках с таким наполнением возникающий при попадании частиц коронный разряд самостоятельно гаснет без применения внешних гасящих цепей. Добавление небольшого количества газа со сложной многоатомной молекулой и создает в газоразрядном промежутке счетчика условия, необходимые для срыва разряда. Для того чтобы счетчик был самогасящимся, потенциал ионизации гасящей многоатомной добавки должен быть ниже потенциала возбуждения (минимального) основного газа. Кроме того, рабочая смесь не должна содержать электроотрицательных молекул, активно захватывающих свободные электроны. Этому требованию удовлетворяет, например, смесь 90% Ag + 10% этилового спирта. Потенциал ионизации Ag — 15,7 эв, первый потенциал возбуждения — 11,57 эв, а потенциал ионизации спирта — 11,3 эв.

При возникновении в рабочем объеме С. с. ионизационного эффекта от попавшей в него частицы начинается дрейф электронов под действием электрич. поля (на электроды счетчика подается 600—1200 в) к центральной нити — аноду. Попадая в область больших градиентов потенциала, электроны начинают возбуждать и ионизовать газ, создавая электронные лавины. Возбужденные атомы Ag, высвечиваясь, испускают кванты света ( $h\nu = 11,57$  эв), к-рые активно поглощаются парами спирта, т. к. их энергия  $h\nu$  неск. выше потенциала ионизации молекул спирта. Длина свободного пробега фотонов в газовой смеси не превышает  $\sim 1$  мм. Т. о., вблизи нити, в области больших градиентов потенциала, создается новая партия электронов, образующих последующие лавины и т. д. Если приложенное к счетчику напряжение достаточно высоко, то в течение нек-рого времени разряд будет развиваться и каждая последующая партия лавин будет больше предыдущей (в  $\alpha$  раз, так же как в счетчике Гейгера). Однако развитие разряда в С. с. происходит быстрее, чем в счетчике Гейгера, так как в последнем новые партии электронов, создающие последующие лавины, вырываются фотонами (и ионами) из поверхности катода и электроны затрачивают значительно больше время на движение к нити. В С. с. фотоны не достигают катода, разряд локализуется в цилиндрич. области небольшого диаметра, окружающей нить. Если разряд вначале возник на каком-то небольшом участке нити, то он распространяется в обе стороны вдоль нити на всю ее длину. Скорость распространения разряда вдоль нити определяется отношением средней длины пробега фотонов  $\lambda_{\phi}$  до поглощения молекулами спирта к характерному для данного процесса времени  $\bar{t}$ , складывающемуся из: времени развития элементарных лавинок, времени высвечивания возбужденных атомов Ag и времени движения фотона до момента поглощения. Для счетчиков средних размеров  $\bar{t} = 10^6$  —  $10^7$  см/сек.

В активной начальной стадии разряда на каждом участке нити (анода) в небольшой ( $\lambda_{\phi}$ ) окружающей ее цилиндрич. области образуется объемный заряд положительных ионов. Величина удельного заряда  $q = q_0 \exp(t/T)$ , где  $T = \bar{t}/\ln \alpha$ ,  $\alpha$  — множитель, определяющий среднее число вторичных фотоэлектронов (из молекул спирта), образующихся из каждой элементарной лавины, созданной одним электроном ( $\alpha > 1$ ). Для С. с.  $\bar{t}$  по крайней мере на порядок меньше, чем для счетчиков Гейгера. Быстро возрастающий вблизи нити объемный заряд положительных ионов понижает напряженность электрич. поля в активной зоне разряда,  $\alpha$  становится меньше 1 и разряд затухает.

Активная стадия разряда на каждом малом участке нити в С. с. среднего размера длится (до момента срыва разряда)  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  сек, в то время как на всю длину нити разряд распространяется за  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  сек. После затухания активной стадии разряда цилиндрич. чехол из положительных ионов сравнительно медленно расширяется в диаметре, искажение поля уменьшается и спустя  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  сек восстанавливается чувствительность счетчика к ионизирующим частицам. Это происходит не сразу во всем рабочем объеме С. с. Поэтому по истечении «мертвого» времени С. с. вначале имеет пониженную чувствительность (эффективность  $< 100\%$ ) и полная чувствительность восстанавливается только после того, как все положительные ионы, образовавшиеся в активной стадии разряда, достигнут катода.

Многоатомная добавка к инертному газу в С. с. почти полностью устраняет вырывание электронов из поверхности катода и возникновение повторных вспышек разряда, поэтому разряд в С. с. в большинстве случаев заканчивается одной вспышкой. Иногда условия, необходимые для образования одноступенчатого разряда, не выполняются и в С. с. может происходить неск. вспышек разряда и импульс, возникающий во внешней цепи, может иметь ступенчатый вид.

Так как гашение разряда в С. с. происходит за счет внутренних процессов, величина внешнего сопротивления  $RC$  (с к-рого снимается электрический импульс) может быть небольшой. При этом постоянная времени внешней цепи  $RC$  ( $C$  — полная емкость входной цепи усилителя) может быть сделана достаточно малой так, чтобы за время, необходимое для удаления положительных ионов из рабочего объема счетчика (время восстановления), успевало восстанавливаться и напряжение между электродами. Очевидно, что в этих условиях амплитуда электрич. импульса, возникающего на сопротивлении  $R$ , будет много меньше величины начального перенапряжения  $U - U_z$  ( $U$  — напряжение источника питания,  $U_z$  — начальный потенциал гейгеровской области счетчика). В тех случаях, когда попавшая в счетчик частица вызывает вспышку разряда раньше, чем полностью закончится стадия восстановления чувствительности счетчика, импульс во внешней цепи может быть еще меньше, и тем меньше, чем меньше прошло времени с момента срыва активной стадии разряда. Поэтому электронный усилитель регистрирующего устройства должен обладать запасом усиления, чтобы даже самые малые импульсы не были пропущены. При увеличении коэфф. усиления электронного усилителя время восстановления чувствительности всего счетного устройства приближается к мертвому времени С. с.

Т. к. в процессе работы многоатомные молекулы гасящего газа диссоциируют, состав газовой смеси в рабочем объеме счетчика со временем меняется и его счетная характеристика ухудшается. После того как в С. с. произойдет  $10^8$ — $10^9$  вспышек разряда, он становится непригодным для работы. Смена газа в С. с. не всегда восстанавливает его свойства, т. к. в процессе работы на нити, по-видимому, оседают продукты разложения органич. молекул, что приводит к полной порче счетчика. Непрерывное изменение рабочих характеристик является серьезным недостатком С. с. с многоатомными гасящими добавками.

Указанными недостатками не обладают т. н. г а л о г е н н ы е с ч е т ч и к и, в к-рых роль гасящей добавки выполняют  $Cl_2$ ,  $Br_2$  и  $J_2$  в количестве  $\sim 0,1\%$ . Основным наполнителем в таких счетчиках является Ne, Ar (или Ne с небольшой примесью Ar). Эти счетчики работают при невысоких напряжениях между электродами (200—400 в). В смесях, применяющихся для наполнения галогенных счетчиков, всегда выполняется указанное ранее основное требование к соот-

ношению между потенциалами ионизации и возбуждения основного газа и гасящей добавки. Так, напр., для смеси  $\text{Ne} + \text{Br}$ : потенциал ионизации  $\text{Ne} - 21,5 \text{ эв}$ , потенциал возбуждения метастабильного состояния —  $16,6 \text{ эв}$ , а потенциал ионизации  $\text{Br} - 12,8 \text{ эв}$ . Процессы развития и гашения разряда в галогенных счетчиках отличны от описанных выше процессов в С. с. с многоатомными добавками. Т. к. примесь гасящего газа очень незначительна, фотоны здесь свободно достигают катода и получающиеся при этом фотоэлектроны участвуют в развитии разряда в счетчике. Вследствие этого, а также еще и потому, что счетчик работает при низких напряжениях, разряд в галогенных счетчиках развивается значительно медленней, чем в описанных выше С. с. Кроме того, электроны, двигающиеся от катода к аноду, не ионизуют атомы инертного газа, а лишь возбуждают их и переводят в метастабильное состояние с временем жизни  $10^{-4} - 10^{-2} \text{ сек}$ . Метастабильные атомы образуются в области наиболее высоких градиентов потенциала — вблизи нити счетчика. Сталкиваясь с молекулами  $\text{Br}$ , они разряжаются, производя ионизацию этих молекул. В результате такого процесса вблизи нити счетчика образуется положительный объемный заряд из ионизированных молекул  $\text{Br}$ , возрастающий по экспоненциальному закону, пока не произойдет затухание разряда из-за снижения напряженности поля вблизи нити. После затухания активной стадии разряда ионизированные молекулы  $\text{Br}$  двигаются к катоду, где и нейтрализуются, не вырывая из поверхности катода вторичных электронов. Для снижения вероятности вырывания электронов поверхности катода его делают из материала с большой работой выхода.

Срок службы галогенных счетчиков практически не ограничен. Они применяются в переносной аппаратуре, когда выгодно иметь сравнительно низковольтные источники питания. Однако они не годятся для использования в счетных системах, предназначенных для работы с источниками большой интенсивности, т. к. все процессы в них происходят слишком медленно (большое разрешающее время).

Лит.: 1) Trost A., «Z. Phys.», 1937, Bd 105, S. 399; 2) Векслер В. [и др.], Ионизационные методы исследования излучений, М.—Л., 1949; 3) Ф ю н ф е р Э., Н е й е р т Г., Счетчики излучений, Пер. с нем., М., 1961.

М. С. Козодаев.

**САМОДИФФУЗИЯ** — частный случай диффузии, при к-ром происходит: 1) выравнивание изотопного состава в среде с постоянной хим. концентрацией (т. е. в чистом веществе или растворе постоянного состава); 2) изменение формы и размеров тела, обусловленное диффузионными перемещениями частиц в поле силы тяготения, поверхностного натяжения, упругости и др. не хим. сил. В 1-м случае за ходом процесса можно наблюдать, применяя радиоактивные изотопы или анализируя изотопный состав масс-спектрометрически. Изменение концентрации данного изотопа в образце во времени описывается обычными уравнениями диффузии, а скорость процесса характеризуется соответствующим коэфф. С.

Коэфф. С. данного изотопа, вообще говоря, не постоянен и зависит от состава раствора; в разбавленных растворах он обычно слабо зависит от концентрации примеси. Более легкие изотопы данного элемента диффундируют быстрее, чем более тяжелые (пропорционально  $\sim 1/\sqrt{m}$ , где  $m$  — масса атома изотопа, хотя закон этот соблюдается не всегда). Связь между коэфф. С.  $D^*$  (в образце постоянного хим. состава) и диффузии  $D$  (в образце одинакового изотопного, но переменного хим. состава) дается ф-лой:  $D_i = D_i^* d \ln a_i / d \ln N_i$ , где  $a_i$  и  $N_i$  — термодинамич. активность и молярная доля данного компонента.

С. в объеме может осуществляться теми же механизмами, что и диффузия.

Темп-ная зависимость коэфф. С. в жидкостях и твердых телах описывается ф-лой

$$D^* = D_0 \exp(-E/RT),$$

где  $D_0$  — т. н. предэкспоненциальный множитель,  $E$  — энергия активации С.,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — абс. темп-ра.

Табл. 1. — Значение  $E$  и  $D_0$  при самодиффузии в чистых твердых веществах.

Вещество	$E$ (ккал/моль)		Вещество	$E$ (ккал/моль)		Вещество	$E$ (ккал/моль)		
	$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)	$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)		$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)	$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)		$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)	$D_0$ (см <sup>2</sup> /сек)	
Ag	45,9	0,895	$\gamma$ -Fe	68,0	0,7	Pb	28,0	6,66	
Au	45,3	0,265	Ge	68,5	7,8		W	142,0	11,5
Cu	54,0	4,1	In	17,9	1,02	Zn {	оси С.	20,4	0,046
$\alpha$ -Fe	59,7	5,8	Na	10,4	0,242			⊥ оси С.	

В качестве 1-го приближения можно принять, что  $E$  (ккал/моль) =  $0,032 T_{пл}$  (°K), где  $T_{пл}$  — абс. темп-ра плавления. В тех веществах, где С. анизотропна ( $\text{Bi}$ ,  $\text{Zn}$  и др.), коэфф. С. вдоль различных кристаллографич. направлений сближаются при подходе к  $T_{пл}$ .

В ионных решетках в связи с размерными и поляризационными различиями ионов часто С. ионов одного знака идет намного быстрее, чем другого, и переноса числа соответствующих ионов оказываются близкими к 0 или 1. Напр., в кристаллах  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgBr}$ ,  $\text{AgI}$  число переноса  $\text{Ag}^+$  равно 1 при темп-рах 20—300° C; в кристаллах  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{BaCl}_2$ ,  $\text{PbCl}_2$ ,  $\text{PbF}_2$  весь ток переносится анионами. При этом перемещение ионов каждого знака происходит лишь по узлам соответствующей подрешетки кристалла. Искусственно увеличивая концентрацию катионных или анионных вакансий (напр., вводя в  $\text{NaCl}$  примесь  $\text{CaCl}_2$ , причем на каждый ион  $\text{Ca}^{2+}$  образуется одна избыточная катионная вакансия), можно значительно повысить коэфф. С. соответствующих ионов.

Коэфф. С. компонентов твердого или жидкого раствора, вообще говоря, различны. Это приводит к различию коэфф. диффузии компонентов и далее — при вакансионном механизме С. — к эффекту Киркендалла в твердой фазе (см. Диффузия) или к макроскопич. потоку жидкости в жидком растворе.

Наблюдаемая на опыте (эффективная) скорость С. чувствительна к механич. обработке и к наличию процессов фазовых превращений, рекристаллизации и т. д. Идущая при диффузионном отжиге рекристаллизация ускоряет С. Поэтому измеренные значения  $D^*$  могут изменяться по мере увеличения продолжительности эксперимента, не являясь, т. о., истинными характеристиками С.

Энергия активации С. по поверхности кристалла и по границам зерен поликристалла намного меньше, чем для объемной С. В случае  $\text{Ag}$  поверхностная энергия активации  $E = 10,3$  ккал/моль, а при С. по границам зерен  $E = 21,5$  ккал/моль. Для этих видов С. множитель  $D_0$  существенно меньше, чем для объемной С.

В случае постоянного хим. и изотопного состава диффузионные перемещения частиц твердого тела могут приводить к изменению его формы, если на образец действуют такие силы, как поверхностное натяжение, сила тяжести, упругие, электр. силы и т. д. При этом может наблюдаться: спекание порошка или прилипание его к поверхности, расплозание тела

по плоскости, растягивание под действием подвешенного груза, вязкое течение (диффузионная ползучесть) под действием механич. напряжений, электроперенос и др. Во многих случаях скорость таких процессов определяется С., особенно при высоких темп-рах. Изучение их кинетики позволяет определить коэфф. С. вещества. В ряде случаев С. контролирует вязкое течение металлов вблизи  $T_{пл}$ : ползучесть золотых проволок при 1000—1050°, медных при 1050° С и др. При этом энергия активации вязкого течения совпадает с энергией активации С.

В отличие от С. в низкомолекулярных веществах, С. в полимерах может происходить за счет изменения конфигурации длинных цепных молекул. С. является причиной *автогезии* — сращения двух кусков полимерного вещества, прижатых друг к другу [3].

Лит. см. при ст. *Диффузия*, а также: 1) Болтакс В. И., Диффузия в полупроводниках, М., 1961; 2) Кристалл М. А., Диффузионные процессы в железных сплавах, М., 1963; 3) Воюцкий С. С., Вакула В. Л., «Успехи химии», 1959, т. 28, вып. 6, с. 701. Д. К. Белащенко.

**САМООБРАЩЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ** — явление минимума интенсивности в середине спектральной линии излучения. С. с. л. наблюдается у неоднородных источников конечной оптич. плотности в результате уменьшения концентрации излучающих атомов по мере перемещения от глубоких областей источника к его границам.

Распределение интенсивности в линии излучения

$$I_\nu \sim \int_0^l n(x) \varepsilon_\nu(x) \exp\left[-\int_0^x k_\nu(\xi) d\xi\right] dx,$$

где  $x$  — координата, измеренная от границы внутрь источника в направлении наблюдения;  $n(x)$  — концентрация излучающих атомов;  $\varepsilon_\nu(x)$  — нормированное распределение интенсивности излучения в элементарном акте;  $k_\nu(\xi)$  — коэфф. поглощения, рассчитанный на единицу длины;  $l$  — линейный размер источника в направлении наблюдения. Если  $n(x)$  увеличивается с ростом  $x$ , то  $I_\nu$  может иметь минимум для середины линии  $\nu_0$  и два максимума для частот, больших и меньших  $\nu_0$ . Если  $n(x)$  не зависит от координат, то С. с. л. нет. С. с. л. еще не означает наличия зависимости темп-ры от координат.

Механизм С. с. л. тесно связан с механизмом образования линий поглощения в спектрах испускания: с увеличением оптич. плотности неоднородного источника ширина его линии излучения растет, в то время как минимум интенсивности в середине линии сохраняется; в пределе, когда соседние линии испускания сливаются, появляются линии поглощения.

Если в источнике осуществляется локальное термодинамич. равновесие, то по расстоянию между двумя максимумами С. с. л. можно оценить усредненную темп-ру источника. Интерпретация результатов наблюдения С. с. л. осложняется, если форма спектральных линий излучения и поглощения элементарного объема существенно зависит от координат.

Лит.: 1) Cowan R. D., Dicke G. H., «Rev. Mod. Phys.», 1948, v. 20, № 2, p. 418; 2) Виберман Л. М., «ЖЭТФ», 1949, v. 19, № 7, 584; 3) Vartels H., «Z. Phys.», 1950, v. 127, № 3, p. 243; v. 128, № 4, p. 546. Л. М. Виберман.

**САМОПРИСПОСАБЛИВАЮЩИЕСЯ СИСТЕМЫ** (системы автоматической адаптации, адаптивные системы) — класс систем автоматич. управления, у к-рых алгоритмически изменяется способ функционирования (алгоритм) управляющей части с целью осуществления наилучшего в к-л. смысле управления объектом. При этом характеристики управляемого объекта или воздействия внешней среды могут изменяться заранее непредвиденным образом. Следовательно, и изменение алгоритма управляющего устройства также происходит заранее непредвиденным путем. Понятие адаптации в теории

управления тождественно соответствующему понятию в биологии, означаящему приспособление организма (аналог управляющего устройства) к новой для него или изменяющейся среде (аналог управляемого объекта и внешних воздействий на систему). Разновидности С. с. — самонастраивающиеся, самообучающиеся, самоорганизующиеся и т. п. системы.

Структурная схема С. с. (рис. 1) может быть представлена в виде совокупности трех связанных блоков

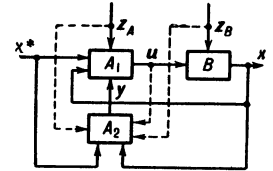


Рис. 1. Структурная схема самоприспосабливающейся системы.

$A_1$ ,  $A_2$  и  $B$ . Выходная величина  $x$  объекта управления  $B$  воздействует на окружающую среду, а также по цепи *обратной связи* поступает на входы управляющего устройства  $A$ , расчлененного на 2 части —  $A_1$  и  $A_2$ . Кроме сигналов обратной связи, на входы  $A_1$  и  $A_2$  поступает задающее воздействие  $x^*$ , представляющее собой часть информации, к-рая воспринимается С. с. из внешней среды и содержит сведения о цели управления (в частности, о требуемом значении управляемой величины  $x$ ). На систему действуют также возмущающие воздействия или помехи  $z_A$  (на управляющее устройство) и  $z_B$  (на управляемый объект), как правило, заранее неизвестные. Величины  $x^*$ ,  $x$ ,  $z_A$ ,  $z_B$  и др. в общем случае — векторы, т. е. содержат неск. составляющих [напр.,  $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ ].

Структура С. с. на рис. 1 отличается от типовой структуры системы *регулирования автоматического* расчленением управляющего устройства на 2 части. Часть  $A_1$  выполняет основные ф-ции управления, вырабатывая управляющее воздействие  $u$ , поступающее на управляемый объект  $B$ . Способ функционирования (алгоритм)  $A_1$  может целенаправленно изменяться с помощью воздействия  $y$ , поступающего на  $A_1$  от блока адаптации  $A_2$ . Для выработки воздействия  $y$  блок адаптации  $A_2$  получает в общем случае информацию о всех величинах, имеющихся в основной части системы, —  $x^*$ ,  $x$ ,  $u$ , а иногда и результаты непосредств. измерения всех или части помех  $z_A$  и  $z_B$ .

Задачи блоков  $A_1$  и  $A_2$  существенно различны:  $A_1$  обеспечивает обычную работу системы, а  $A_2$  улучшает работу этой системы или ликвидирует нарушения ее нормальной работы. При этом в зависимости от применяемых способов управления  $A_1$  может либо содержать, либо не содержать элементы памяти, а  $A_2$  всегда содержит память, т. к. для суждения о работе системы необходимо наблюдать ее функционирование в течение нек-рого времени и запомнить результаты этого наблюдения. Отсюда, в частности, следует, что  $A_2$  функционирует, как правило, в более медленном темпе, чем  $A_1$ . В тех случаях, когда это не наблюдается, деление управляющего устройства на части  $A_1$  и  $A_2$  является искусственным и относить подобные системы к классу С. с. не имеет смысла.

Классификации С. с. по их поведению в целом. Поведение системы как единого целого рассматривается внешне, с точки зрения того, что делает эта система, каковы внешние проявления процесса адаптации.

Цель управления — поддержание экстремального значения нек-рого критерия качества или критерия оптимальности  $Q$ , обычно представляющего собой функционал  $Q(x, x^*, u)$ , зависящий от характера процессов  $x^*(t)$ ,  $x(t)$  и  $u(t)$ .

Различают 2 вида поведения системы как целого (рис. 2): 1) *Переходные процессы адаптации*. Типичный пример — случай постоянства характеристик объекта  $B$  (т. е. фактически постоянство или отсутствие воздействия  $z_B$ ) и отсутствия помехи  $z_A$ . Пусть в начальном периоде значение функционала  $Q$  еще не совпадает с его оптимальным значением. В ходе процесса адаптации алгоритм управляющего устройства  $A$  целенаправленно изменяется, осуществляя постепенное

улучшение работы системы, т. е. приближение критерия  $Q$  к оптимальному значению. С. с. этого типа наз. с и с т е м а м и а в т о м а т и ч е с к о г о о б у ч е н и я.

2) Установившиеся процессы адаптации. Если характеристики объекта  $B$  (т. е. помехи  $z_B$ ) сравнительно медленно изменяются заранее непредвиденным образом, а алгоритм управляющего устройства  $A$  целенаправленно изменяется с тем, чтобы удержать критерий оптимальности  $Q$  в допустимой области, то такие системы наз. с и с т е м а м и а в т о м а т и ч е с к о й к о р р е к ц и и или с и с т е м а м и а в т о м а т и ч е с к о г о г о м е о с т а з и с а.

Указанные 2 типа С. с., в свою очередь, могут быть разбиты на подтипы. Так, системы автоматич. обучения можно разбить на 3 группы (рис. 2): самообучающиеся системы, обучаемые

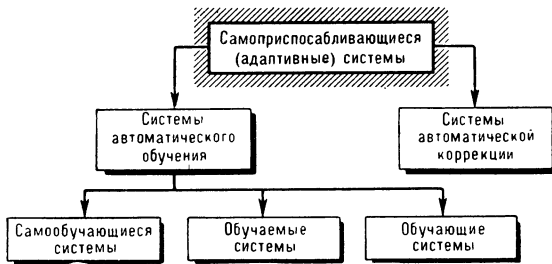


Рис. 2. Классификация самоприспосабливающихся систем по поведению в целом.

системы, обучающие адаптивные системы. Самообучающиеся системы — такие С. с., в к-рых способ функционирования совершенствуется автоматически по мере накопления опыта управления в самой системе; при этом в окружающей среде не выделяется обучающее устройство (учитель) для проведения инструктажа извне. Обучаемые системы — такие С. с., для нормального функционирования к-рых требуется обучающее воздействие извне, осуществляемое либо человеком-оператором, либо автоматом, не относящимся к рассматриваемой системе. К числу таких С. с. принадлежат, напр., автоматы, обучаемые распознаванию образов (см. *Обучаемые машины, Узнающие машины*). Обучающие системы — С. с. для обучения человека или автомата. Необходимо отметить, что не все обучающие устройства являются С. с. Так, обучающие таблицы, выдающие сигнал при правильном ответе на вопрос, не являются С. с., т. к. их функционирование неизменно и не зависит от поведения обучаемого. Обучаемая система вместе с «учителем», так же как обучающая система вместе с «учеником», образуют более сложную С. с., относящуюся к числу самообучающихся.

Классификация С. с. по месту приложения возмущающих воздействий. Если имеется лишь воздействие  $z_B$ , приложенное к объекту  $B$ , а воздействие  $z_A$  отсутствует, то переходный или установившийся процессы адаптации осуществляются управляющим устройством  $A$ , к-рое само не подвергается внешним воздействиям. Такие системы наз. с а м о у с т а н а в л и в а ю щ и м и с я. Другой тип систем характеризуется наличием помехи  $z_A$ . Это — системы, работающие при непредвиденных изменениях в самом управляющем устройстве. Задача устройств этого типа — сделать систему работоспособной или автоматически восстанавливающей свою работоспособность при повреждениях, разрушениях, выходах из строя или вообще при непредвиденном нарушении работы некоторой части управляющего устройства. Такие системы иногда называются с а м о о р г а н и з у ю щ и м и с я. Восстановление работоспособности понимается как удержание критерия качества  $Q$  в допустимых границах или постепенное улучшение значения  $Q$  до тех пор, пока оно не войдет в допустимые границы.

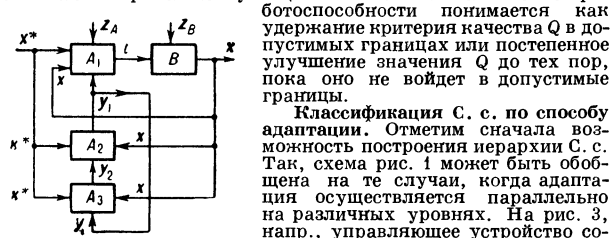


Рис. 3. Структурная схема самоприспосабливающейся системы с иерархией управляющих устройств.

существует на последний, целенаправленно изменяя его алгоритм так, чтобы процессы адаптации в нек-ром смысле улучшались, приближаясь к оптимальным. Можно построить и трехступенчатую систему с блоком адаптации  $A_4$ , осуществляющим приспособление на еще более высоком уровне, и т. д. Среди технич.

С. с. почти не встречаются системы даже с двумя уровнями адаптации. В то же время биологич. системы (живые организмы), обществ. системы (коллективы) и системы совместно работающих автоматов и живых организмов представляют собой примеры систем со сложной иерархией уровней адаптации. Ниже рассматриваются лишь наиболее простые системы с одним уровнем адаптации. Направления «внутренней» классификации таких систем связаны, в частности, со след. факторами: 1) характеристиками системы, изучаемыми на основе этой информации; 2) способом воздействия части  $A_2$  управляющего устройства на часть  $A_1$  и характером изменения алгоритма части  $A_1$ ; 3) характером процессов адаптации, реализуемых блоком  $A_2$ .

Рассмотрим на примере систем автоматич. коррекции 1-ю линию этой классификации. В зависимости от характера информации, получаемой блоком адаптации, можно выделить 3 основных класса С. с.: а) системы, в к-рых осуществляется прямое измерение внешних воздействий; б) системы, в к-рых определяются характеристики управляемого объекта; в) системы, в к-рых определяются характеристики всей системы или ее части, включающей управляемый объект и изменяемую часть управляющего устройства. Существуют также и комбинированные системы, совмещающие свойства этих основных классов, напр. системы, в к-рых производится измерение внешних воздействий и определение характеристик управляемого объекта.

На рис. 4 показана система с прямым измерением внешнего воздействия  $x^*$  (а возможно и  $z_B$  по пунктирной линии  $MM$ ). Результат этого измерения передается в блок  $A_2$ . Часть  $A'_2$  блока  $A_2$  производит обработку этих воздействий, напр. отсеивание полезного сигнала от шумов, экстраполяцию и т. д. Результат в виде оценки текущего или будущих значений воздействий поступает по каналу  $v$  в часть  $A'_2$  блока  $A_2$ . Блок  $A'_2$  вырабатывает воздействия  $y$ , к-рые изменяют алгоритм части  $A_1$  с целью нейтрализации или компенсации непредвиденных изменений внешних воздействий и обеспечения успешной работы системы. В данном случае цепь адаптации, проходящая через  $A_2$ , разомкнута, т. к. воздействия  $y$  изменяют алгоритм блока  $A_1$ , но сами по себе не влияют на характеристики объекта  $B$ . Между тем, именно данные об этих характеристиках — величины  $v$  — поступают на вход части  $A'_2$ .

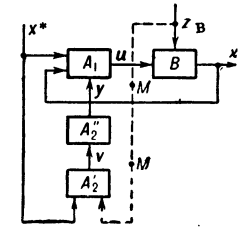


Рис. 4. Схема самоприспосабливающейся системы, в к-рой осуществляется прямое измерение внешних воздействий.

На рис. 5 дана система с определением характеристик управляемого объекта  $B$ . Входная величина  $u$  и выходная величина  $x$  объекта  $B$  поступают в блок  $A'_2$ , выход к-рого представляет собой найденную путем наблюдения  $u$  и  $x$  характеристику  $v$  объекта  $B$ . Такой характеристике может быть совокупность параметров ур-ний объекта, коэфф. демпфирования, частота колебаний в переходном процессе, время реакции на импульс определенной формы и т. д. Иногда для определения характеристики недостаточно основных управляющих воздействий  $u$  и требуются спец. дополнит. пробные сигналы  $w$ , поступающие на объект  $B$  от блока  $A'_2$  (пунктирная линия). Выход  $v$  блока  $A'_2$  подается на блок  $A'_2$ , в к-ром вычисляется воздействие  $y$ , подаваемое на часть  $A_1$ . Цепь адаптации системы, приведенной на рис. 5, также разомкнута.

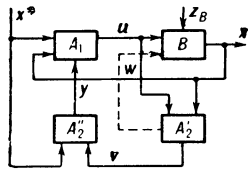


Рис. 5. Схема самоприспосабливающейся системы, в к-рой определяются характеристики управляемого объекта.

На рис. 6 дана система иного типа, в к-рой определяется характеристика  $v$  всей системы в целом. Эта характеристика образуется на выходе блока  $A'_2$ ; на вход  $A'_2$  поступают входная  $x^*$  и выходная  $x$  величины системы. Иногда для получения характеристики  $v$  необходимо подавать на вход системы дополнит. пробные сигналы  $w$  (пунктирная линия). В нек-рых случаях  $v$  образуется в виде усредненной меры рассогласования между выходом  $x$  реальной системы и выходом нек-рой эталонной системы, находящейся внутри блока  $A'_2$ . На вход обеих систем подается одно и то же воздействие  $x^*$ . Блок  $A'_2$  может также определять общий критерий качества  $Q$  системы. В этом случае  $v = Q$ .

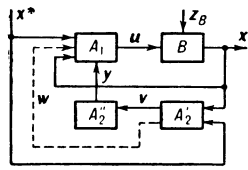


Рис. 6. Схема самоприспосабливающейся системы, в к-рой определяется характеристика всей системы.

В другом варианте системы этого типа (рис. 7) измеряется характеристика участка системы, включающего объект  $B$  и часть  $A'_1$  управляющего устройства  $A_1$ . Входная  $x$  и выходная  $x$  величины этого участка поступают на вход блока  $A'_2$ .

Выходной величиной блока является характеристика  $\nu$  участка. Воздействие  $y$  изменяет характер функционирования блока  $A_1'$ , входящего в состав данного участка. В схемах рис. 6 и 7 цепь адаптации замкнута, т. е. воздействие  $y$  изменяет характеристику  $\nu$  системы или ее участка, измеряемую блоком  $A_2'$ . От гибкости и диапазона изменения блока  $A_1'$  существенно зависят возможности обеспечения успешной работы всей системы при широком диапазоне изменения характеристики управляемого объекта  $B$ . В существующих техниках. Системах такого типа, как правило, изменяют лишь небольшое число параметров, напр. коэфф. усиления тракта, постоянную времени звена и т. п. Можно изменить и структуру части  $A_1'$ ; однако, в принципе, любое изменение структуры можно свести к изменению достаточно большого числа параметров. Поэтому классификация по характеру изменения блока  $A_1'$  имеет в основном практич. значение и важна для конкретных систем.

Классификация по характеру процессов адаптации. Можно выделить 2 основных типа систем (рис. 8): системы жесткой адаптации и самонастраивающиеся системы (системы регулируемой адаптации). В системах жесткой адаптации (рис. 4 и 5) характер зависимости управляющего воздействия  $y$  от внешних воздействий  $x^*$  и  $z_B$  (или эквивалентных им харак-

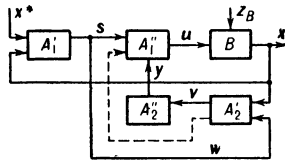


Рис. 7. Схема самоприспосабливающейся системы, в  $k$ -ой определяется характеристика части системы.

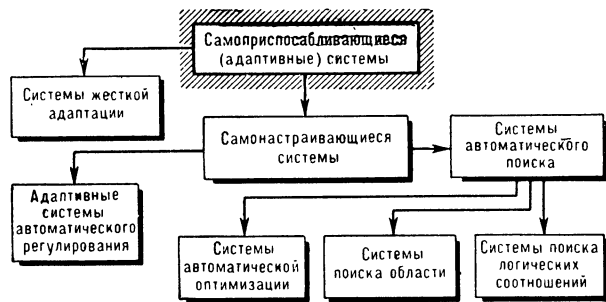


Рис. 8 Классификация самоприспосабливающихся систем по типам процессов адаптации.

теристик управляемого объекта  $B$ ) заранее жестко зафиксирован, т. е. цепь адаптации разомкнута. В самонастраивающихся системах (рис. 6 и 7) цепь адаптации замкнута. Возможны также комбинированные системы, в  $k$ -рых сочетаются методы жесткой адаптации и самонастройки.

Самонастраивающиеся системы делятся на 2 класса: адаптивные системы автоматич. регулирования и системы автоматич. поиска. Различие между этими двумя классами систем легко понять из след. примера. Пусть часть  $A_2$  получает информацию лишь о погрешности  $\epsilon = x^* - x$ , т. е. о разности между задающим воздействием  $x^*$  и управляемой величиной  $x$  (выходом объекта). Часть  $A_2$  воздействует на величину коэфф. усиления  $k$  блока, входящего в состав  $A_1$ . В системе происходят переходные процессы  $\epsilon(t)$ . Пусть внутри  $A_2$  имеется подблок для измерения параметра, характеризующего колебательность  $\mu$  переходного процесса (напр., декремент затухания),  $k$ -рая в данном примере является показателем качества управления. При воздействии помехи  $z_B$  на объект  $B$  величина  $\mu$  может значительно изменяться заранее непредвиденным образом. Напр., при регулировании режима полета самолета из-за изменения его аэродинамич. параметров на разных высотах характер переходных процессов в системе самолет-автопилот может значительно изменяться. Чтобы этого избежать, можно изменить коэфф. усиления  $k$  тракта автопилота с тем, чтобы поддерживать нек-рое определенное значение  $\mu \equiv \mu_0$ . Пусть зависимость  $\mu(k)$  при различных значениях  $z_B$  (напр., на различных высотах полета самолета) определяется кривыми рис. 9, а. Из кривых видно, что при больших значениях  $\mu$ ,

когда величина  $\Delta\mu = \mu_0 - \mu < 0$ , следует уменьшать  $k$  до тех пор, пока  $\Delta\mu$  не окажется примерно равным нулю. Если же  $\Delta\mu > 0$ , то  $k$  нужно увеличивать. Закон регулирования может, напр., иметь след. вид:  $dh/dt = \lambda\Delta\mu$ , где  $\lambda = \text{const} > 0$ .

Однако не всегда автоматич. регулирование оказывается приемлемым законом для процесса адаптации. Пусть, напр., зависимость критерия качества  $Q$  от параметра  $k$  при различных  $z_B$  имеет вид кривых на рис. 9, б. В этом случае для достижения минимального значения  $Q$  недостаточно знать знак  $Q$ , т. к. он еще не определен, в каком направлении требуется изменить величину  $k$ . Пусть  $k = k_1$  и  $Q = Q_1$  (кривая 1). Чтобы найти правильное направление изменения  $k$ , необходимо пробное перемещение. Если приращение  $\Delta k > 0$  соответствует  $\Delta Q < 0$ , то для дальнейшего движения к минимуму  $Q$  изменение  $k$  должно производиться в том же направлении, что и пробное перемещение. Если же  $\Delta Q > 0$  (значение  $z_B$  соответствует кривой 2), то дальнейшее изменение  $k$  должно производиться в противоположном направлении. Указанный метод — один из простейших вариантов автоматич. поиска.

Имеются различные типы систем автоматич. поиска. Системы, в  $k$ -рых путем автоматич. поиска определяется экстремум величины  $Q$ , наз. системами автоматич. оптимизации (акстремальные системы; см. *Оптимизатор автоматический*). Второй тип систем автоматич. поиска — системы поиска области, в  $k$ -рых производится автоматич. поиск не точки (напр., точки в пространстве параметров), соответствующей экстремуму ф-ции  $Q$ , а нек-рой области, все точки  $k$ -рой обладают к.-л. требуемым свойством. Напр., часть  $A_2$  может так изменить параметры части  $A_1 - B$ , чтобы автоматически приводить основную систему  $A_1 - B$  к устойчивости. Одна из первых сложных систем автоматич. поиска — гомеостат — служила для этой цели.

Третий вид систем автоматич. поиска — системы поиска логич. соотношений. Напр., в автомате, служащем для поиска доказательств теорем геометрии Эвклида на плоскости, совокупность аксиом, а также теорема, подлежащая доказательству или опровержению, представлены в виде высказываний, закодированных на языке цифровых вычислит. машин. Нахождение доказательства теоремы означает получение цепочки высказываний, соединяющей исходные аксиомы с доказываемой теоремой или ее отрицанием. Каждое высказывание получается из предыдущих путем определенных логич. действий. Нахождение доказательства сводится, т. о., к поиску определенных логич. соотношений.

С. с. широко применяются в технике в виде промышленных систем автоматич. оптимизации, самонастраивающихся автопилотов, в спец. вычислит. устройствах, напр. в аппаратуре автоматич. синтеза оптимальных систем автоматич. управления и т. п.

Общей теории С. с. еще не существует. Однако разработаны (в развитии общей теории управления и регулирования автоматического) теоретич. основы построения ряда классов С. с.: систем автоматич. оптимизации, адаптивных систем автоматич. регулирования, систем, обучающихся распознаванию образов, и т. п. Функционирование многих биологич. управляющих систем и целых живых организмов, а также общественно-экономич. управляющих систем, коллективов и т. п. может быть представлено в виде структурных схем, изображенных на рис. 1 и 3. Изучение свойств биологич. систем, в т. ч. человека, с точки зрения процессов самоприспособления, помогает разрабатывать и понимать особенности функционирования сложных технических С. с., распознающих образы, помогающих человеку принимать решения в сложных ситуациях или воспроизводящих др. сложные ф-ции биологич. систем. С др. стороны, применение общих методов исследования С. с. для изучения биологич., экономич. и других С. с., их полное или частичное моделирование с помощью технич. С. с. является мощным орудием научного исследования, позволяющим получить, понять и проверить большое число новых научных фактов.

Лит.: 1) Эшб и У. Р., Конструкция мозга, пер. с англ., М., 1962; 2) G e l e r n e r H. L., Realization of a geometry theorem proving machine, P., 1959 (Proc. Internat. Cons. on information processing UNESCO, June, 1959); 3) M i n s k y M., Steps toward artificial intelligence, «Proc. I. R. E.», 1961, v. 49, № 1; 4) S k l a u s k y T., Adaptation and feedback, в сб.: Joint automatic control conference, June 27—29, 1962, N. Y., 1963; 5) H a w k i n s J. K., Self-organizing systems, «Proc. I. R. E.», 1961, v. 49, № 1; 6) S t e i n b u c h K., Automat und Mensch, B., 1961; 7) Шеннон К. Э., Вычислительные устройства и автоматы, в сб.: Работы по теории информации и кибернетике, М., 1963, с. 162—80; 8) Приспосабливающиеся автоматические системы, под ред. Э. Мишкина, Л. Брауна, пер. с англ., М., 1963;

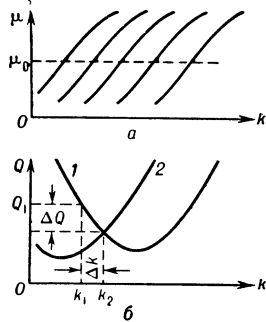


Рис. 9. Кривые зависимости параметра  $\mu$ , характеризующего колебательность переходного процесса, или критерия качества  $Q$  от коэффициента усиления  $k$ .



9) Фельдбаум А. А., Вычислительные устройства в автоматических системах, М., 1959; 10) Цетлин М. Л., Конечные автоматы и моделирование простейших форм поведения, «УМН», 1963, т. 18, вып. 4, с. 3—28; 11) Гельфанд И. М., Цетлин М. Л., О некоторых способах управления сложными системами, там же, 1962, т. 17, вып. 1; 12) Гаазе-Рапопорт М. Г., Автоматы и живые организмы, М., 1961; 13) Глушков В. М., Введение в теорию самосовершенствующихся систем, Киев, 1962; 14) Биологические аспекты кибернетики. Сб. статей, М., 1962.

М. Г. Гаазе-Рапопорт, А. А. Фельдбаум.

**САМОПРОИЗВОЛЬНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ** — изменение размеров и формы ферро-, ферри- и антиферромагнетиков при охлаждении ниже тем-ры магнитного фазового перехода (точек Кюри и Нееля). Причиной С. м. является изменение обменной и магнитной энергий при возникновении или исчезновении в веществе *самопроизвольной намагниченности*. С. м. приводит к аномалиям темп-рой зависимости коэфф. теплового расширения, наблюдаемого вблизи точек Кюри и Нееля. С. м. особенно велика в ферромагнетиках, обладающих инвариными свойствами (см. *Инвариные магнитные сплавы*), и в редкоземельных ферромагнетиках (напр., в гадолинии). В антиферромагнитных веществах — CoO, MnO, NiO и др. — С. м. сопровождается сильным изменением конфигурации решетчи.

Лит. см. при ст. *Магнитострикция*. К. П. Белов.

**САМОПРОИЗВОЛЬНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ** (спонтанная намагниченность) — магнитный момент, возникающий под влиянием внутр. электростатич. (обменных) взаимодействий между электронами в нек-рых твердых (кристаллич.) веществах независимо от наличия внешнего магн. поля  $H_{вн}$  (см. *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*, *Поларизованные ядра*).

**САМОСОГЛАСОВАННОЕ ПОЛЕ** — усредненное определенным образом взаимодействие частиц, широко применяемое в квантовой механике для приближенного расчета и описания состояний системы частиц. Понятие С. п. было введено Д. Хартри (D. Hartree) на основании полуклассич. соображений (еще до создания квантовой механики). Идея метода была использована в квантовой механике В. А. Фоком, обосновавшим и разработавшим общий приближенный метод расчета для многочастичных систем (т. н. метод С. п. с обменом; см. *Хартри — Фока метод*).

В системе взаимодействующих частиц движение частиц, вообще говоря, взаимно коррелировано сложным образом. В частности, волновая ф-ция системы не распадается на произведение волновых ф-ций отдельных частиц. Нельзя считать, что каждая частица находится в своем определенном состоянии или, в классич. механике, — на своей определенной орбите, на к-рой ее движение происходит независимо от мгновенного положения др. частиц. Однако во многих случаях (электроны в атоме и т. п.) подобное представление может быть приближенно справедливо, — действие на данную частицу всех остальных частиц системы можно приближенно заменить их действием, усредненным по движению этих частиц. Согласно методу С. п., для каждой частицы подбирается своя отдельная волновая ф-ция так, что для данной частицы она является правильным состоянием — правильным решением *Шредингера уравнения* — в поле всех остальных частиц, усредненном по их состояниям движения. Очевидно, что для разных состояний системы С. п., действующее на данную частицу, будет, вообще говоря, различным. В. А. Фок показал, что этот подход можно улучшить посредством учета *симметрии волновых функций*, что физически означает учет той части корреляции движения частиц, к-рая обусловлена не их силовым взаимодействием, а тождественностью частиц.  
Е. Л. Фейнберг.

**САМОСОПРЯЖЕННОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ** — ур-ние, имеющее те же решения, что и сопряженное с ним (см. *Сопряженные дифференциальные уравнения*). Обыкновенное С. д. у. порядка  $2m$  имеет вид

$$\sum_{k=0}^m \frac{d^k}{dx^k} \left[ A_{m-k} \frac{d^k y}{dx^k} \right] = 0,$$

а нечетного  $(2m-1)$ -го порядка — вид

$$\sum_{k=1}^m \left\{ \frac{d^k}{dx^k} \left[ A_{m-k} \frac{d^{k-1} y}{dx^{k-1}} \right] + \frac{d^{k-1}}{dx^{k-1}} \left[ A_{m-k} \frac{d^k y}{dx^k} \right] \right\} = 0,$$

где  $A_i$  — ф-ции от  $x$ .

**САМОСОПРЯЖЕННЫЙ ОПЕРАТОР** — см. *Оператор*.

**САМОСТЯГИВАЮЩИЙСЯ РАЗРЯД** (пинч-эффект) — сжатие разряда под действием протекающего по нему тока. Пинч-эффект наблюдается при достаточно больших силах тока. В своей простейшей форме это явление наблюдается при исследовании электр. разрядов с большой силой тока в прямых разрядных трубках. Ток, текущий по такому газообразному проводнику (ионизованному газу), окружает себя кольцевыми силовыми линиями магнитного поля. Взаимодействие тока с его собственным магнитным полем создает силу, сжимающую разрядный столб. В результате такого сжатия разряд сжимается в узкий шнур. В стационарных условиях должно существовать равновесие между газокинетич. давлением, стремящимся расширить плазменный шнур, и электродинамич. силами, к-рые его сжимают. Условие равновесия в общем случае имеет вид:  $-\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{c} jH$ . Здесь  $j$  — плотность тока,  $H$  — напряженность магнитного поля на расстоянии  $r$  от оси плазменного шнура. Это соотношение написано в предположении, что сжатый плазменный шнур обладает радиальной симметрией и что давление  $p$  является ф-цией  $r$  — расстояния от оси плазменного шнура до данной точки. Из этого соотношения не трудно получить ф-лу, связывающую силу тока со средней величиной давления в плазменном шнуре:  $I_A^2 = 200 \rho a^2 \bar{p}$ . Здесь  $I_A$  — сила тока в амперах,  $\bar{p}$  — средняя величина давления по сечению плазменного шнура,  $a$  — радиус шнура. В частном случае, когда можно считать, что темп-ра обоих компонент плазмы по сечению плазменного шнура постоянна, ф-ла принимает следующий вид:  $I_A^2 = 400 Nk (T_e + T_i)$ , где  $T_e$  и  $T_i$  — темп-ры электронов и ионов, соответственно,  $N$  — число частиц одного знака на единицу длины плазменного шнура,  $k$  — постоянная Больцмана. Однако в реальных условиях эксперимента равновесие между электродинамич. силами и газокинетич. давлением обычно отсутствует. Так, напр., при кратковременных импульсных разрядах, когда ток быстро возрастает, он в начальный момент разряда течет по тонкому поверхностному слою газа вблизи стенок вследствие *скин-эффекта*. Внутри этого слоя находится невозможный газ, давление к-рого практически равно нулю. Поэтому электродинамич. силы не уравновешиваются газокинетич. давлением и создают ускоренное движение слоя ионизированного газа внутрь, к оси разрядной трубки. При своем движении к оси сжимающийся слой плазмы захватывает и ионизирует находящийся внутри него нейтральный газ, вовлекая его в процесс ускорения. В результате такого ускоренного движения плазменный шнур сжимается до очень малого радиуса, а затем по инерции начинает расширяться и может совершить несколько быстрых радиальных колебаний. Теория такого нестационарного пинч-эффекта, в к-ром главную роль

играют силы инерции, была создана М. А. Леонтовичем и С. М. Осовцом в 1953 г. [1]. В моменты максимального сжатия плазменного шнура темп-ра при таком процессе может достигать очень большой величины. Это простейший способ кратковременного нагревания плазмы до очень высоких темп-р (порядка неск. миллионов градусов).

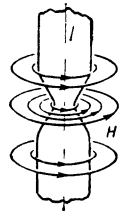


Рис. 1. Местное сужение плазменного шнура.

Характерной особенностью линейного пинч-эффекта является неустойчивость плазменного шнура. Эта неустойчивость проявляется в образовании перетяжек и утолщений, придающих плазменному шнуру характерную структуру (см. рис. 1). Другой формой неустойчивости является стремление шнура к изгибанию (см. рис. 2). Неустойчивость этого типа приводит к тому, что плазменный шнур начинает после ее развития интенсивно взаимодействовать со стенками разрядной трубки. В обычном плазменном шнуре с силой тока  $100-10^6$  а, образованном в легком газе, неустойчивости указанного типа развиваются чрезвычайно быстро и полностью разрушают простую геометрию структуры плазменного шнура за неск. мксек. Одним из интересных свойств линейного пинч-эффекта является то, что при определенных условиях сжатый плазменный шнур становится источником жестких излучений. Так, если разряд происходит в дейтерии, то возникает короткий всплеск нейтронного излучения порядка долей мксек. Появление нейтронов говорит о том, что в шнуре происходят ускорительные процессы, приводящие к появлению быстрых дейтронов. Кроме того, возникают жесткие  $\gamma$ -лучи с энергией до 250—300 кэв, что указывает на одновременное ускорение электронов.



Рис. 2. Изгиб плазменного шнура.

Исследования линейного пинч-эффекта приобрели широкий размах за последние годы в связи с разработкой проблем управляемого термоядерного синтеза. Главные усилия в этих исследованиях были направлены на поиски методов стабилизации плазменных шнуров. Были построены большие экспериментальные установки с тороидальными разрядными камерами, в к-рых индукционным путем создавались плазменные шнуры кольцевой формы. Для устранения неустойчивости таких плазменных шнуров использовалось продольное магнитное поле. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что можно надеяться на устранение неустойчивостей плазменного шнура только в том случае, если напряженность внешнего продольного магнитного поля во много раз превосходит напряженность магнитного поля, создаваемого током, протекающим вдоль шнура. Условие устойчивости можно записать в следующей форме:  $H_{вн}/H_I \gg R/a$ . Здесь  $H_{вн}$  — напряженность внешнего продольного магнитного поля,  $H_I$  — напряженность поля плазменного тока на поверхности шнура,  $R$  — радиус плазменного витка,  $a$  — радиус внутреннего сечения витка. Строго говоря, при выполнении этого условия уже нельзя говорить о пинч-эффекте в прямом смысле этого слова, так как в этом случае плазменный шнур может сжиматься под действием собственных электродинамич. сил лишь очень незначительно, вследствие того, что сжатию противодействует давление продольного магнитного поля.

Кроме линейного пинч-эффекта, существует родственное ему явление, наз.  $\theta$ -пинч-эффектом, или просто  $\theta$ -пинч:  $\theta$ -пинч возникает при быстром сжатии ионизованного газа (плазмы) нарастающим во времени внешним магнитным полем. В идеальном

случае, когда в начальный момент напряженность магнитного поля внутри плазмы равна нулю и сжимающее магнитное поле существует только вблизи поверхности, магнитное давление равно  $B^2/8\pi$ . Под действием этого магнитного давления может идти такой же быстрый процесс сжатия, как и при кратковременных импульсных разрядах. На рис. 3 для сравнения изображены схемы линейного пинч-эффекта (а) и сжатия цилиндрич. плазменного столба внешним продольным магнитным полем (б). В первом случае сила сжатия появляется благодаря взаимодействию азимутального магнитного поля  $H_\phi$  с продольным током  $I_z$ , во втором — продольное поле  $H_z$  взаимодействует с азимутальными токами  $I_\phi$ . Аналогия между обоими процессами сжатия была бы совершенно полной, если бы токи текли только в тонком поверхностном слое плазмы и поля внутри плазмы в обоих случаях равнялись нулю. При этом условии, к-рое теоретически может быть удовлетворено в процессах достаточно малой длительности (ввиду того, что скин-слой будет очень тонким), к поверхности плазмы приложено магнитное давление, равное соответственно  $H_\phi^2/8\pi$  или  $H_z^2/8\pi$ . При одинаковой скорости нарастания поля в плазменном шнуре с одинаковым начальным радиусом и одинаковой начальной массой процессы сжатия будут идти тождественно, независимо от того, сжимается ли шнур под действием азимутального или продольного магнитного поля.

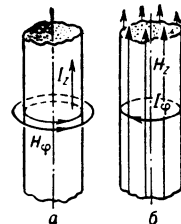


Рис. 3. Плазменный столб, сжимаемый азимутальным (а) и продольным (б) магнитным полем.

В системах с  $\theta$ -пинчем удается также достигнуть очень быстрого сжатия плазмы и повышения ее темп-ры до значений, измеряемых миллионами градусов. При этом также могут наблюдаться жесткие излучения, обусловленные, по-видимому, в основном развитием различного рода неустойчивостей.

По мощности, приходящейся на единицу объема, установки для быстрого сжатия плазмы являются рекордными в современных исследованиях по управляемому термоядерному реакции (так в установке «Фэрос» в процессе сжатия получается плазма с очень высокой плотностью — до  $4 \cdot 10^{17}$ ) [2—5].

Все основные исследования быстрого сжатия плазмы внешним магнитным полем производились с дейтерием (с начальным давлением 0,1—0,5 мм рт. ст.). Сведения о поведении плазмы при таких процессах можно получить: 1) исследуя развертку сечения плазмы во времени, что позволяет судить об изменении объема, занимаемого плазмой; 2) измеряя интенсивность оптич. излучения плазмы, что позволяет оценивать концентрацию плазмы; 3) исследуя мягкое рентгеновское излучение плазмы для определения концентрации электронов и электронной темп-ры; 4) регистрируя нейтроны, испускаемые плазмой, и измеряя их пространственное распределение и их энергетич. спектр.

Наиболее отчетливое представление о форме плазменного сгустка, сжимаемого быстро растущим магнитным полем, дает скоростная киносъемка при фотографировании вдоль оси магнитной системы, т. е. в том случае, когда получаются изображения сгустка в плоскости, перпендикулярной к  $H$  (см. рис. 4). Впервые картина образования и развития  $\theta$ -пинча была сфотографирована Кварцхавой [5]. Из полученных снимков видно, что процесс образования плазмы начинается с возникновения тонкого светящегося кольца вблизи боковой стенки камеры. Затем это кольцо начинает сжиматься по радиусу и через неск. мксек в камере образуется плотный плазменный

сгусток с неровными очертаниями, обусловленными неустойчивостью, свойственной процессам образования  $\theta$ -пинча. Картина процессов в системе « $\theta$ -пинч» довольно темна, однако несомненно, что сжатие плазмы в сильном внешнем поле — более эффективный метод получения высоких темп-р, чем линейный

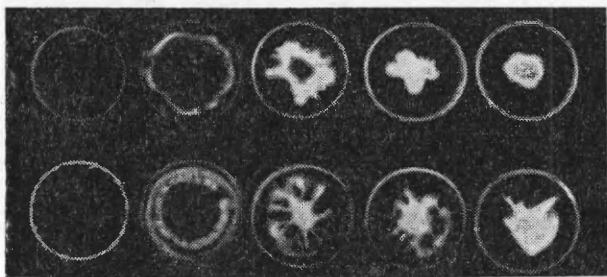


Рис. 4. Снимки свечения сжимающегося плазменного сгустка. Серия кадров в верхнем ряду относится к разряду в воздухе, серия в нижнем ряду характеризует образование и сжатие плазменного сгустка в гелии. Интервал между кадрами 2 мксек.

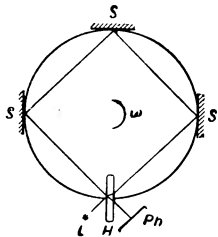
пинч. Вопрос о том, удалось ли уже получить в опытах по сжатию плазмы нейтроны термоядерного происхождения, еще недостаточно ясен. Быстрые частицы в сжимающейся плазме могут образовываться также за счет ускорительных процессов.

Пинч-эффект имеет также место в твердотельной плазме (при равных концентрациях носителей заряда противоположных знаков) и в низкотемпературной плазме (см., напр., *Ртутный выпрямитель*).

Лит.: 1) Леонтович М. А., Осовец С. М., О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде, «Атомная энергия», 1956, т. 3, с. 81; 2) Тук J. L., в кн.: Proceedings of Fourth International conference of ionization phenomena in gases, v. 2, Uppsala, 1959, p. 920; 3) Kolb A., Magnetic compression of plasmas, «Rev. Modern Phys.», 1960, v. 32, p. 748; 4) Niblett G., Rapid compression of a plasma with azimuthal currents. Convention on thermonuclear processes, L., 1959; 5) Кварцва И. Ф. [и др.], Некоторые новые данные о самосжатых разрядах, в кн.: Доклады на конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Зальцбург, 1961; 6) Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, М., 1963 (там же см. подробную библиографию). Л. А. Арцимович.

**САНЬЯКА ОПЫТ** доказывает возможность экспериментального определения скорости вращения системы для наблюдателя, находящегося в ней.

В С. о. (1913 г.) (рис.) на вращающемся диске располагались зеркала  $S$ , источник света  $L$ , фотографич. пластинка  $Ph$ . Полупрозрачная пластинка  $H$



делала луч света от источника  $L$  на два, один из к-рых шел по замкнутому пути в направлении вращения системы, а другой — в противоположном направлении. При вращении всей системы со скоростью  $\omega$  луч света, распространявшийся по направлению вращения, тратил на полный оборот (с точки зрения наблюдателя, связанного с диском) больше времени, чем луч, распространявшийся против направления вращения (т. к. пластинка  $H$  к моменту прихода в нее этих лучей повертывалась на нек-рый угол); разность времен  $\Delta t = 8\omega r^2/c^2$  ( $r$  — радиус окружности, на к-рой располагались зеркала,  $c$  — скорость света). В результате при вращении диска на пластинке  $Ph$  наблюдалось смещение интерференционных полос (по сравнению с их положением при покоящемся диске) на величину  $\Delta z = c\Delta t/\lambda = 8\omega^2 r^2/c\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны монохроматич. источника света. Тот же результат можно получить и с точки зрения покоя-

щейся лабораторной системы координат. В этой системе полупрозрачная пластинка  $H$  является движущимся источником света, к-рый в силу *Доплера эффекта* испускает волны различной длины по направлению движения и против.

Основываясь на результатах С. о., Майкельсон и Гейл в 1925 г. определили скорость вращения Земли вокруг своей оси. В 1962 г. С. о. был повторен А. Джаваном с помощью интенсивных источников когерентного света (*оптических генераторов*).

Лит.: 1) Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; 2) Вавилов С. И., Собр. соч., т. 4, М. — Л., 1956.

С. Н. Столяров.

**САХА ФОРМУЛА** —  $\phi$ -ла, определяющая степень термич. ионизации в газе. Получена М. Н. Саха [1] для объяснения ионизации в звездных атмосферах. С. ф. относится к газу, находящемуся в состоянии термодинамич. равновесия, и имеет вид

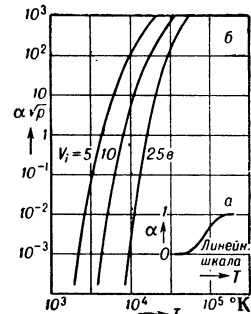
$$\alpha^2/(1-\alpha^2) = (2g_i/g_a) (2\pi m/h^2)^{3/2} \times \exp(-W_i/kT),$$

где  $\alpha$  — степень ионизации, т. е. отношение числа ионизованных атомов к общему числу всех атомов,  $T$  — абс. темп-ра,  $p$  — давление, равное сумме парциальных давлений нейтральных атомов, ионов и электронов,  $W_i$  — энергия ионизации атома,  $g_a$  и  $g_i$  — статистич. веса нейтрального атома и иона,  $m$  — масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $h$  — постоянная Планка (см. рис.). С. ф. получена термодинамическим путем, аналогично ур-ниям равновесия для хим. диссоциации. С. ф. не вполне точна, т. к. при ее выводе предполагается наличие в объеме только трех сортов частиц: нейтральных атомов, однократно заряженных ионов и электронов, т. е. не учитывается возможность многократной ионизации и возбуждения атомов.

С. ф. практически применима при  $\alpha \ll 1$ . При выводе этой  $\phi$ -лы предполагается также, что газ не взаимодействует со стенками, т. е. пренебрегается возможностью ионизации газа с электронами, эмиттируемыми горячей стенкой, и поверхностной ионизацией. Вывод С. ф., основанный (при указанных допущениях) на общих термодинамич. положениях (включая теорему Нернста), не рассматривает тех конкретных процессов ионизации и рекомбинации, к-рые, согласно *детального равновесия принципу*, обеспечивают динамич. равновесие между нейтральными атомами, с одной стороны, и ионами и электронами — с другой. Подсчеты показали, что при относительно низких темп-рах такими процессами являются гл. обр. соударения быстрых молекул и фотоионизация черным излучением, находящимся в равновесии с газом, а при более высоких — ионизация электронным ударом.

Лит.: 1) Saha M. N., «Philos. Mag.», 1920, v. 40, № 238, p. 472; № 240, p. 809; 2) Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М. — Л., 1952, § 66, примечание № 20; 3) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М. — Л., 1950, гл. 7, § 2; 4) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 3, § 4; 5) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М. — Л., 1951 (Теор. физика, т. 4); 6) Унзольд А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949; 7) Франк-Камеицкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, М., 1961. Л. А. Сена.

**САХАРИМЕТР** — *поляризационный прибор* для определения содержания сахара в растворах по измерению угла вращения плоскости поляризации, пропорционального концентрации раствора.



Зависимость степени ионизации газа от темп-ры  $T$  и давления  $p$ ; а — кривая  $\alpha = f(T)$ ; б — кривая  $\alpha\sqrt{p} = f(T)$ .

С. отличается от поляриметра тем, что в нем компенсация вращения плоскости поляризации производится кварцевым клином (рис. 1). Применение кварцевого компенсатора позволяет освещать С. белым светом, т. к. кварц и сахар обладают почти одинаковой вращат. дисперсией. Если поместить на пути луча света раствор сахара, то необходимое для компенсации перемещение клина пропор-

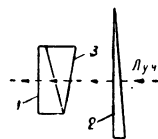


Рис. 1. Кварцевый компенсатор: 1 — неподвижный клин из правовращающего кварца; 2 — подвижный клин из левовращающего кварца, соединенный со шкалой (се нулевая отметка соответствует положению клина, при к-ром действия обоих клиньев скомпенсированы); 3 — клин из стекла (подклинок), вводимый для того, чтобы луч света, проходя через кварцевые клинья, не изменял своего направления.

ционально углу вращения, вызываемого этим раствором. Отсчет угла вращения ведется по линейной шкале, непосредственно указывающей процентное содержание сахара в растворе. Для устранения ошибки, к-рая может возникнуть из-за не совсем одинаковой окраски половин поля зрения, белый свет пропускают сквозь слой 6%-го раствора бихромата калия ( $K_2Cr_2O_7$ ) толщиной 1,5 см.

С. снабжает международной сахарной шкалой S, к-рая дает непосредственно процент сахарозы в исследуемом веществе, если взята нормальная навеска этого вещества (26 г), раствор доведен до 100 мл и поляризация проведена в 200-мм трубке. Т. к. изготовление такого раствора связано с значит. трудностями, то для проверки С. обычно пользуются эталонными кварцевыми пластинками. Схема полутеневого С. описанной конструкции (см. Полутеневые приборы) представлена на рис. 2.

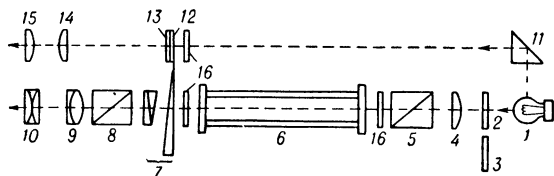


Рис. 2. Схема сахариметра СУ-1 с клиновой кварцевой компенсацией: 1 — электрич. лампа; 2 — матовое стекло; 3 — светофильтр; 4 — линза конденсора; 5 — поляризатор; 6 — трубка с исследуемым раствором; 7 — кварцевый компенсатор; 8 — анализатор; 9—10 — зрительная труба; 11 — призма полного внутр. отражения; 12 — подвижная шкала для отсчета; 13 — неподвижный нониус; 14 — 15 — лупа для отсчета по шкале; 16 — защитные стекла.

В автоматич. С., основанных на модуляции света по колебаниям плоскости поляризации (см. Поляриметры), кварцевый компенсатор и шкала связаны со следящей системой и компенсация измеряемого вращения осуществляется автоматически.

Автоматич. сахариметр СА—3 имеет диапазон измерения в градусах шкалы S от—40 до +100 и чувствительность 0,02°. Погрешность показаний С. при 20° С составляет  $\pm 0,05^\circ$  [3].

Лит.: 1) Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 2) Силин П. М., Силина Н. П., Химический контроль свеклосахарного производства, 3 изд., М., 1960; 3) Кудрявцев В. И., Автоматический сахариметр, «Сахарная пром-сть», 1953, № 11, с. 14.

Р. Я. Кеймак, В. И. Кудрявцев.

**САХАРИМЕТРИЯ** — метод определения с помощью сахариметров концентрации растворов оптически-активных веществ (в частности, сахара) по величине угла вращения плоскости поляризации света. В С. стандартизируют условия измерения, а шкалу сахариметра градуируют так, чтобы при измерении в стандартных условиях непосредственно отсчитывать концентрацию сахара в %. 100° М е ж д у н а р о д н о й сахарной шкалы (100° S) — это вращение

водным раствором 26,000 г чистой сахарозы в 100 мл раствора, — измеренное при 20° С в трубке длиной 200 мм с применением белого света и бихроматного фильтра. 100° S = 34,620° круговых. Ранее применялась шкала Венцке: 100° В (100° V) — это вращение водным раствором 26,048 г сахарозы в 100 мл раствора, — измеренное при 17,5° С в трубке длиной 2 дм.

**СВЕРТКА ФУНКЦИЙ**  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  — функция

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(x-y) f_2(y) dy.$$

С. ф.  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  обозначают  $f_1 * f_2$ . Если  $f_1$  и  $f_2$  являются плотностями вероятности независимых случайных величин  $\xi$  и  $\eta$ , то  $f_1 * f_2$  есть плотность вероятности случайной величины  $\xi + \eta$ . Если  $F_k(x)$  — Фурье преобразование функции  $f_k(x)$ , т. е.

$$F_k(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_k(\lambda) e^{-i\lambda x} d\lambda,$$

то  $F_1(x) F_2(x)$  является преобразованием Фурье функции  $f_1 * f_2$ . Аналогичным свойством обладает С. ф. и относительно Лапласа преобразования.

**СВЕРХВЫСОКИЕ ЧАСТОТЫ (СВЧ)** — область наиболее высоких частот, применяемых в радиоэлектронике (от 300 Мгц до 300 Ггц, длины волн от 1 м до 1 мм).

**СВЕРХВЫСОКИЙ ВАКУУМ** — разрежение выше  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  мм рт. ст. С. в. создают в экспериментальных установках, в к-рых желательнее иметь минимально возможное число соударений ускоренных частиц с молекулами остаточных газов (накопит. кольца ускорителей на встречных пучках, нек-рые установки для исследования управляемых термоядерных реакций), а также в установках, имитирующих космич. пространство. Однако чаще С. в. используются для получения чистой поверхности тел в течение длит. времени. Число соударений молекул газа с поверхностью тела, находящегося в откачиваемом объеме, определяется ф-лой:

$$\nu = 3,513 \cdot 10^{22} p / \sqrt{MT} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1},$$

где  $p$  — давление газа в мм рт. ст.,  $M$  — его молекулярный вес,  $T$  — темп-ра в °К. При давлении  $1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. и комнатной темп-ре  $\nu \approx 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ , т. е. равно числу молекул в мономолекулярном слое. Т. о., в тех случаях, когда загрязнение поверхности тела остаточными газами недопустимо, разрежение должно быть повышено еще на неск. порядков, т. е. необходим С. в. В этой связи С. в. часто определяют как разрежение, при к-ром за время опыта поверхность не успевает загрязниться остаточными газами.

Характер взаимодействия газа с поверхностью тел в условиях С. в. существенно зависит не только от свойств и состояния поверхности (ее структуры, состава, темп-ры), но и от рода газа. Напр., атомы инертных газов, особенно легких, при комнатной темп-ре слабо адсорбируются поверхностью. Наоборот, молекулы органич. соединений (гл. обр. углеводородов) в тех же условиях хорошо адсорбируются поверхностью и прочно удерживаются ею, а при высокой темп-ре (или при облучении поверхности) адсорбированные соединения могут разрушаться вплоть до выделения элементарного углерода.

Получение С. в. При очень низких давлениях подавляющая часть газа находится на стенках аппаратуры в адсорбированном состоянии и лишь незначит. доля — в объеме. По мере откачки газа из объема в него поступает газ, десорбирующийся со стенок. Прогрев аппаратуры увеличивает скорость десорбции, что ведет к повышению давления в объеме и убыстряет процесс откачки.

Для достижения С. в. необходимо свести к минимуму натекание газа в аппаратуру извне за счет течей (см. *Течейскатели*) и диффузии через стенки, а также обеспечить малое выделение газа внутр. поверхностями. Для этого аппаратуру делают из плотных и коррозионностойких материалов, допускающих прогрев до 400—500° С, легко отдающих адсорбированный газ и имеющих при этой темп-ре малое давление паров. Такими материалами является ряд металлов и сплавов, напр. нержавеющей сталь 1X18Н9Т, а также стекло, кварц и вакуумная керамика; органич. материалы обычно не применяют.

Для получения С. в. применяются вакуумные насосы с высоким предельным разрежением, достигающим иногда  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  мм рт. ст., и быстротой откачки от 0,1 л/сек (при откачке небольших хорошо отреннированных приборов) до  $10^6$  л/сек (при откачке крупных установок). Требуемая быстрота откачки насоса (при одинаковом натекании газа) возрастает пропорционально уменьшению задаваемого давления. Однако масса откачиваемого газа при С. в. мала, что позволяет применять сорбционные насосы, сорбционно-ионные насосы и конденсационные насосы (см. *Криогенные методы откачки*). При этом следует учитывать, что даже при очень большой скорости откачки в С. в. вблизи источников газа (напр., необезгаженные детали, течи и т. п.) давление может быть значительно выше, чем среднее давление в объеме, измеряемое манометром (такие условия имеют место в космич. пространстве вблизи искусств. спутников Земли и ракет), и что во время тренировки и прогрева установки давление может повышаться до  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст.

Откачивающая система установки С. в. состоит из основного сверхвысоковакуумного насоса с большой быстротой откачки, включаемого после окончания прогрева при достижении в установке достаточно высокого вакуума, и вспомогат. насоса, работающего при прогреве аппаратуры. В качестве вспомогательных применяются пароструйные насосы (паромазляные и парогутные) и молекулярные насосы, имеющие почти постоянную быстроту откачки в широком диапазоне давлений, а также адсорбционные насосы. Этими же насосами можно пользоваться и как основными. Однако чаще сверхвысоковакуумными насосами служат сорбционные, сорбционно-ионные и конденсационные насосы, позволяющие увеличить быстроту откачки вакуумной системы на неск. порядков. У всех сверхвысоковакуумных насосов предусматривается возможность их прогрева для обезгаживания всего насоса или его сверхвысоковакуумной части (напр., в случае пароструйных). Пароструйные насосы, кроме того, снабжаются спец. устройствами, препятствующими обратному попаданию газа через насос из области предварит. разрежения вместе со струей пара, а также ловушками вакуумными, препятствующими пропикновению в откачиваемый объем паров рабочей жидкости и продуктов ее разложения. Каждая молекула, вылетающая из насоса в ловушку, испытывает неск. соударений с поглощающими поверхностями. Однако ловушки представляют собой сопротивление для потока откачиваемого газа, уменьшая эффективную быстроту откачки насоса в несколько раз.

Т. к. молекулы органич. соединений даже в очень малой концентрации сильно загрязняют поверхности тел, в ряде случаев существенно применение только насосов с неорганической рабочей жидкостью (ртуть, вода) или насосов без рабочей жидкости (адсорбционные, конденсационные и сорбционно-ионные).

Измерение С. в. осуществляется гл. обр. ионизационными манометрами и магнитными электропроводными манометрами спец. конструкций. Нап-

большее распространение получил ионизац. манометр с осевым коллектором, наз. манометром Байярда—Альперта. В отличие от обычных ионизац. манометров, здесь катод располагается снаружи, а коллектор — внутри сетчатого цилиндрич. анода (рис. 1). Коллектор представляет собой тонкую проволоку, к-рая видна с анода под малым телесным углом. Поэтому на коллектор падает лишь малая часть рентгеновского излучения анода, и фоновый ток такого манометра в неск. сот и даже тысяч раз меньше, чем у обычного ионизац. манометра. Нижний предел измерений прибора  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  мм рт. ст. [6].

Для измерения С. в. может быть применен также обычный ионизац. манометр, работающий по методу вспышки. Катод манометра, обладающий малой тепловой инерцией, выдерживается в холодном состоянии некоторое время, а затем включается. При этом выделяются сорбированные за время выдержки газы, и давление в манометре поднимается выше нижнего предела его измерений. Истинное давление пропорционально показаниям выходного прибора и времени выдержки. Этим методом можно измерять давления на порядок ниже, чем обычным ионизационным манометром. Метод вспышки в сочетании с манометром с осевым коллектором дает возможность измерять давления  $10^{-11}$ — $10^{-10}$  мм рт. ст. Удобнее пользоваться выделением газа не с катода, а со спец. вольфрамовой нити. Однако при измерениях методом вспышки не учитывается давление слабо сорбирующихся компонентов остаточных газов, напр. He.

Подавление фонового тока коллектора ионизационного манометра спец. электр. полем, создаваемым дополнитель. электродом — супрессором, позволило бы измерять еще более низкие давления, чем манометром с осевым коллектором [7]. Однако из-за низкой чувствительности (необходимо измерять токи в 100—1000 раз меньше, чем в случае манометра с осевым коллектором при тех же давлениях) и сложности конструкции эти манометры не распространены.

Магнетронный манометр Лафферти (рис. 2) имеет цилиндрич. анод и расположенный по его оси вольфрамовый катод в виде шпильки, проходящей сквозь экран, закрывающий нижний торец анода; коллектор закрывает 2-й торец. Манометр помещается в однородное магнитное поле  $H$ , направленное вдоль оси анода. Напряженность поля больше критической (см. *Магнетрон*), так что электроны, эмитированные накалившимся катодом, длительное время вращаются в рабочем объеме, не попадая на анод.

Удлинение путей электронов приводит к более эффективной ионизации, что позволяет получить чувствительность прибора в 0,1 а/мм рт. ст. при величине электронного тока в сотни тыс. раз меньше, чем у обычных ионизац. манометров. Т. к. фоновый ток коллектора пропорционален электронному току, а нижний предел измерений определяется отношением фонового тока к чувствительности манометра, то магнетронным манометром можно измерять давления порядка  $10^{-13}$  мм рт. ст. В конструкции магнетрон-

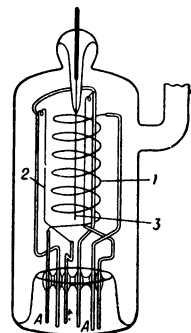


Рис. 1. Манометр Байярда—Альперта: 1 — анод А; 2 — катод; 3 — коллектор.

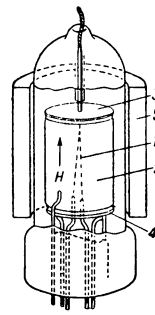


Рис. 2. Манометр Лафферти: 1 — катод; 2 — анод; 3 — коллектор; 4 — экран; 5 — магнит.

ного манометра существенно определенное расположение катода относительно коллектора, связанное с распределением потенциалов между этими электродами по оси анода; между катодом и коллектором должен находиться максимум потенциала (потенциальный барьер), для того чтобы положит. ионы щелочных металлов (всегда эмитируемые накалившимся катодом) не достигали коллектора и не создавали бы в его цепи фонового тока [8].

Обычные магнитные электроразрядные манометры недостаточно устойчивы при давлениях  $\leq 10^{-8}$  мм рт. ст. (неустойчиво зажигание разряда). Увеличением разрядного промежутка манометра, повышением анодного напряжения (до 6—8 кВ) и напряженности магнитного поля (до 2000—3000 э) удается расширить область измерений до  $10^{-9}$  мм рт. ст. При более низких давлениях также удается поддерживать газовой разряд в манометре, но становится заметным влияние автоэлектронной эмиссии, создающей фоновый ток, не зависящий от давления.

Инверсно-магнетронный манометр (рис. 3) имеет ту же конфигурацию электродов, что и магнетрон со сплошным анодом, но обратную полярность напряжения. Газовый разряд в манометре поддерживается между цилиндрич. катодом и стержневым анодом до давлений  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  мм рт. ст.

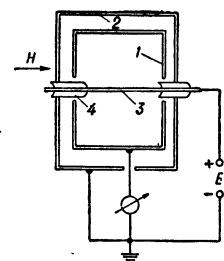


Рис. 3. Инверсно-магнетронный манометр: 1 — катод; 2 — экран; 3 — анод; 4 — защитные трубки.

Для устранения фонового тока, связанного с автоэлектронной эмиссией с участков катода, расположенных вблизи анода, эти участки экранируются от анода спец. трубками 4, к-рые вместе с общим экраном 2 заземлены.

Т. о., автоэлектронная эмиссия с катода не возникает, а автоэлектронный ток с самих трубок не регистрируется измерит. прибором, включенным в цепь катода.

Показания прибора монотонно связаны с величиной измеряемого давления. Манометр работает при анодном напряжении 6—8 кВ в магнитном поле напряженностью 2000—3000 э [9].

Для измерения парциальных давлений газов в условиях С. в. наиболее часто применяют омега-трон (см. Масс-спектрометр), обладающий малым объемом и легко обезгаживаемый. С. помощью омегатрона удается измерять парциальные давления газов до  $1 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. Иногда применяют секторный 90-градусный масс-спектрометр со стеклянным анализатором, присоединяемым непосредственно к системе. На выходе такого масс-спектрометра может быть установлен электронный умножитель с открытым входом, что повышает чувствительность прибора и позволяет с его помощью измерять парциальные давления до  $10^{-12}$  мм рт. ст.

Для измерения С. в. все манометры тщательно обезгаживаются прогревом отдельных электродов электрич. током и электронной бомбардировкой, а также прогревом баллона манометра. Соединение манометра с вакуумной системой должно производиться сочленениями с большой пропускной способностью во избежание значит. перепада давлений на них из-за поглощения или выделения газа в самом манометре. Наилучшие результаты получают, помещая электронную систему манометра непосредственно в объем, в котором измеряется давление. Такие безбаллонные (открытые) манометры применяют для измерения С. в. в больших системах при высокой скорости откачки.

Лит.: 1) Venema A., в кн: Transactions of the Eighth National vacuum symposium and Second International Con-

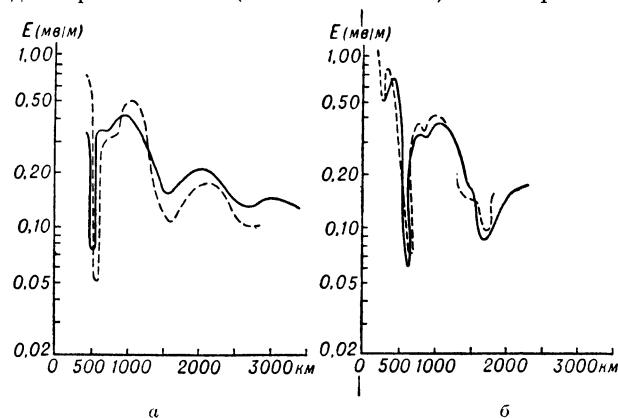
gress, v. 1, L.—N. Y.—P., 1961, p. 1; 2) Trapnell W. M. W., там же, p. 98; 3) Holland L., в кн: Seventh National Symposium on vacuum technology. Transactions, L.—N. Y.—P., 1961, p. 168; 4) Паты Л., «ПТЭ», 1959, № 6; 5) Григорьев А. М., там же, 1959, № 6; 6) Вауард Р. Т., Alpert D., «Rev. Scient. Instrum.», 1950, v. 21, № 6; 7) Metson G. H., «Brit. J. Appl. Phys.», 1951, v. 2, № 2; 8) Lafferty J. M., «J. Appl. Phys.», 1961, v. 32, № 3; 9) Hobson J. P., Redhead P. A., «Canad. J. Phys.», 1958, v. 36, № 3. М. И. Виноградов, Л. П. Хаггин.

**СВЕРХГАЛАКТИКИ** — термин, неоднократно применявшийся в астрономии для обозначения звездных систем, размеры к-рых на порядок или на неск. порядков превышают размеры нашей Галактики. В конце 20-х гг. 20 в. Х. Шепли ошибочно применил этот термин к нашей Галактике, размеры к-рой из-за неучета поглощения света в межзвездной среде получились у него в десятки раз большими, чем размеры других галактик. В конце 50-х гг. 20 в. термин «С.» предложил И. Вокюлер для обозначения локального обильного скопления облаков галактик и отдельных галактик, как бы образующих автономную систему. Выводы Вокюлера требуют дополнительных исследований. Б. В. Кукаркин.

**СВЕРХДАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА** — распространение звуковых колебаний в реальных водоемах на очень большие расстояния (порядка тысяч км), обусловленное наличием т. н. подводного звукового канала. См. Гидроакустика, Волноводы акустические.

**СВЕРХДЛИННЫЕ ВОЛНЫ** — радиоволны с длиной волны  $\lambda > 10\,000$  м (частота  $f < 30$  кГц). С. в. с  $\lambda$  от 10 000 м до 25 000 м применяются для радиосвязи, передачи сигналов точного времени и метеосводок, а также в радионавигации. Более длинные волны создаются в природных условиях при разрядах молний (см. Атмосферика).

Распространение С. в. над поверхностью Земли па значит. расстояния происходит гл. обр. в естественном сферич. волноводе, образованном поверхностью Земли и нижними границами слоя D ионосферы днем или слоя E ночью. Такое представление позволяет считать напряженность поля E в месте приема как сумму нормальных волн этого волновода. Допущение о том, что нижняя граница ионизированного слоя резко очерчена, справедливо для  $f < 25$  кГц, кроме того, при вертикальной поляризации С. в. можно не учитывать влияния магнитного поля Земли  $H_0$ . На рис. приведены рассчитанная (сплошные линии) и измеренная



(пунктир) зависимость E от расстояний для дневных часов при распространении волны с частотой 16,6 кГц над морем (а) и 18,6 кГц над сушей (б). При расчете предполагалось: высота нижней границы ионосферы  $h = 70$  км, отношение квадрата плазменной круговой частоты ионосферы  $\omega_N$  к частоте столкновений электронов  $\nu: \omega_N^2/\nu = 2 \cdot 10^5$  сек<sup>-1</sup> (ночью  $h = 90$  км и  $\nu = 10^6$



в сек), электрич. проводимость моря  $\sigma_m = 1 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ , а суши  $\sigma_c = 0,005 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Теоретич. расчеты, подтвержденные наблюдениями за распространением атмосфериков (в диапазоне от 100 гц до 12,5 кгц), показывают, что для частот от 2 до 4 кгц имеет место повышенное поглощение (примерно на 10 дб больше, чем в диапазоне частот 10—200 кгц). Другие особенности распространения С. в.: постоянство условий распространения; отсутствие замираний; несколько меньшее поглощение (относительно длинных и средних волн) в ночные часы. Влияние времени года и фазы 11-летнего периода солнечной активности выражено слабо: оно проявляется только в изменении проводимости  $\sigma$ -ионосферы (а следовательно, и поглощения С. в.) и зависит от частоты  $\omega$ , протяженности и географич. положения трассы. Ионосферные возмущения на распространение С. в. практически не влияют.

С. в. частично могут просачиваться в верхние слои ионосферы, где распространяются вдоль силовых линий магнитного поля Земли на высоту в дес. тыс. км. С. в. могут распространяться в толще Земли (см. *Распространение радиоволн*).

Лит.: 1) А л ь п е р т Я. Л., О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью, М., 1955; 2) W a i t J. R., The mode theory of VLF ionospheric propagation for finite ground conductivity, «Proc. I.R.E.», 1957, v. 45, № 6, p. 760—767; см. также лит. при ст. *Атмосферика*. М. П. Долуханс.

**СВЕРХЗВЕЗДЫ** (квази-звезды) — термин, введенный в 1962—63 гг. для обозначения объектов очень большой массы, представляющих, по-видимому, подобно звездам, автономные самоизлучающие тела. При идентификации дискретных космич. источников радиоизлучения с источниками, видимыми в оптич. диапазоне длин волн, было обнаружено существование ряда объектов, угловые размеры к-рых малы по сравнению с угловыми размерами галактич. газовых туманностей и др. галактик. Изучение спектров этих объектов привело к заключению об их звездной природе. При этом было обнаружено значительное красное смещение, что свидетельствовало о внегалактич. природе этих объектов. Оценка расстояний, сделанная по величине красного смещения, позволила выявить светимости этих объектов, оказавшиеся на неск. порядков выше светимости обычных галактик, в том числе и нашей Галактики. В 1963 г. (одновременно в СССР и США) была обнаружена переменность блеска С., что является существенным подтверждением их звездной природы; в случае обычной галактики нужно было бы сделать невероятное предположение о синхронном изменении излучения всех сотен миллиардов входящих в них звезд. Ф. Хойл, Я. Б. Зельдович, И. С. Шкловский, В. Л. Гинзбург и др. выступили в 1963—64 гг. с первыми попытками создания теории этих объектов, названных сверхзвездами из-за того, что их массы в  $10^8$ — $10^9$  раз больше массы Солнца, а светимости в  $10^{11}$ — $10^{13}$  раз больше светимости Солнца. Общепринятой теории С. еще нет. Возможно, что в случае С. имеет место катастрофич. сжатие (коллапс), неизбежно наступающее после исчерпания запасов ядерной энергии. Вращение С., также катастрофически ускоряющееся в процессе сжатия, значительно усложняет процесс сжатия и препятствует ему. В случае продолжающегося сжатия С. может исчезнуть для внешнего наблюдателя, т. к. свет не сможет выйти из ее поля тяготения. Однако она будет проявлять себя как невидимая гравитирующая масса.

Б. В. Кукаркин.

**СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ** — течение газа, при к-ром в рассматриваемой области скорости частиц вне пограничных слоев больше местных значений скорости звука. С изучением С. т. связан ряд важных практич. проблем, возникающих при создании само-

летов, ракет и арт. снарядов со сверхзвуковой скоростью полета, при создании паровых и газовых турбин, высоконапорных турбокомпрессоров и др. газовых машин, аэродинамич. труб для получения потоков с сверхзвуковой скоростью и др.

С. т. газа имеют ряд качественных отличий от дозвуковых течений. Прежде всего, т. к. слабое возмущение в газе распространяется со скоростью звука, то влияние слабого изменения давления, вызываемого помещенным в равномерный сверхзвуковой поток источником возмущений, не может распространяться вверх по потоку, а сносится вниз по потоку со скоростью  $v > a$ , оставаясь внутри

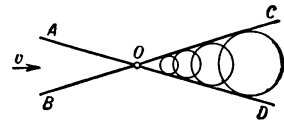


Рис. 1. Конус возмущения по потоку со скоростью  $COD$  и конус влияния  $AOB$ .

т. н. конуса возмущений  $COD$  (рис. 1). В свою очередь, на данную точку  $O$  потока могут оказывать влияние слабые возмущения, идущие только от источников, расположенных внутри конуса  $AOB$  с вершиной в данной точке и с тем же углом при вершине, что и у конуса возмущений, но обращенного противоположно ему.

Если установившийся поток газа неоднороден, то области возмущений и области влияния, построенные для каждой точки, ограничены не прямыми круглыми конусами, а коноидами — конусовидными криволинейными поверхностями с вершиной в данной точке. С математич. точки зрения эти поверхности являются характеристиками системы дифференциальных ур-ний с частными производными, описывающей движение газа. Через характеристику или поверхность, являющуюся огибающей к.-л. однопараметрич. семейства характеристик, решение ур-ний может быть продолжено непрерывным образом бесчисленным количеством способов, то есть к.-л. одно течение газа может через характеристику соединиться непрерывным образом с различными течениями (при этом будут терпеть разрыв производные к.-л. порядка от скорости, давления и плотности газа по нормали к характеристике). Величина составляющей скорости газа по нормали к характеристике равна местному значению скорости звука.

При установившемся С. т. вдоль стенки с изломом (рис. 2, а) возмущения, идущие от всех точек линии излома, ограничены огибающей конусов возмущений — плоскостью, наклоненной к направлению потока под углом  $\mu$ , таким, что  $\sin \mu = a/v_1$ . Вслед за этой плоскостью поток поворачивается, расширяясь внутри угловой области, образованной пучком плоских фронтов возмущений (характеристик) до тех пор, пока не станет параллельным направлению стенки после излома. Если стенка между двумя прямолинейными участками искривляется непрерывно (рис. 2, б), то поворот потока происходит постепенно в последовательности прямых характеристик, исходящих из каждой точки искривленного участка стенки. В этих течениях, наз. течениями Прандтля — Майера, параметры газа постоянны вдоль плоских характеристик.

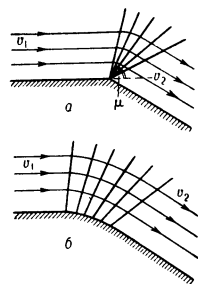


Рис. 2. Обтекание сверхзвуковым потоком: а — стенки с изломом, б — выпуклой искривленной стенки.

При распространении по газу волны, вызывающие повышение и понижение давления, имеют разный характер (см. *Газовая динамика*). Волна, вызывающая повышение давления, распространяется со скоростью, большей скорости звука, превращаясь в очень узкую область (с толщиной порядка длины свободного про-

бега молекул), к-рую для многих целей теоретич. исследования заменяют поверхностью разрыва — т. н. ударной волной или скачком уплотнения. При прохождении газа через скачок его скорость, давление, плотность, энтропия меняются разрывным образом — скачком. Согласно второму началу термодинамики (требуемому, чтобы энтропия при адиабатич. процессах не убывала) следует, что возможны лишь такие скачки, в к-рых давление и плотность газа возрастают — скачки уплотнения, а скачки разрежения, допускаемые законами сохранения массы, импульса и энергии и приводящие к уменьшению давления и плотности, но противоречащие второму началу термодинамики (т. к. энтропия должна уменьшиться) — невозможны (теорема Цемплена).

Скачок уплотнения распространяется по газу со сверхзвуковой скоростью, тем большей, чем больше интенсивность скачка, т. е. чем больше повышение давления в нем. При стремлении интенсивности скачка к нулю скорость его распространения приближается к скорости звука. Векторы скорости частицы газа до и после прохождения ею скачка уплотнения и нормаль к элементу скачка уплотнения, сквозь к-рый проходит частица, лежат в одной плоскости. При заданной скорости набегающего потока компоненты скорости газа за скачком в этой плоскости связаны соотношением, геометрич. интерпретацией к-рого является т. н. ударная поляра (см. рис. 2, в ст. Скачок уплотнения), пользуясь к-рой легко определить скорость газа после скачка, если известен угол поворота потока в скачке.

При обтекании сверхзвуковым потоком клина (рис. 3, а) поступательное течение вдоль боковой поверхности клина отделяется от набегающего потока плоским скачком уплотнения, идущим от вершины клина; скорость потока за скачком определяется по ударной поляре (из двух возможных значений скорости, как показывает опыт, осуществляется большее). При углах раскрытия клина, больших нек-рого предельного, подобное простое течение становится невозможным. Скачок уплотнения становится криволинейным, отходит от вершины клина, и за ним появляется область с дозвуковой скоростью течения газа в пей. Это характерно для сверхзвукового обтекания тел с тупой головной частью (рис. 3, б).

При обтекании сверхзвуковым потоком пластины (см. рис. 2, ст. Подъемная сила) под углом атаки, меньшим того, при к-ром скачок отходит от передней кромки пластины, от ее передней кромки вниз идет плоский скачок уплотнения, а вверх — течение разрежения Прандтля — Майера. В скачке и в волне разрежения поток поворачивается, обтекая затем пластину. На верхней стороне пластины давление ниже, чем под пластиной; вследствие этого возникает подъемная сила и сопротивление, т. е. Даламбера — Эйлера парадокс не имеет места. Причиной того, что, в отличие от дозвукового обтекания, при сверхзвуковой скорости обтекания идеальным газом тела испытывают сопротивление, служит возникновение скачков уплотнения и связанное с ними увеличение энтропии газа при прохождении им скачков. Чем большие возмущения вызывает тело в газе, тем интенсивнее

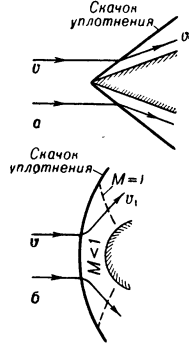


Рис. 3. Обтекание сверхзвуковым потоком: а — клина, б — затупленного тела.

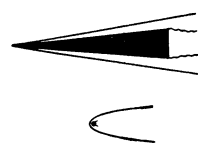


Рис. 4. Тела, обладающие равным сопротивлением при большой сверхзвуковой скорости.

ударные волны и тем больше сопротивление движению тела (рис. 4). Для уменьшения сопротивления тел при сверхзвуковых скоростях может быть использован принцип интерференции возмущений, идущих от различных частей тела или от различных тел системы, напр. как в случае биплана Буземана (рис. 5), к-рый обладает нулевым сопротивлением, но не имеет и подъемной силы.

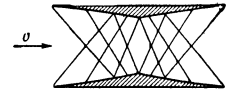


Рис. 5. Биплан Буземана.

Для уменьшения сопротивления крыльев, связанного с образованием головных ударных волн, при небольших сверхзвуковых скоростях пользуются стреловидными (рис. 6) и треугольными крыльями, передняя кромка к-рых образует острый угол  $\beta$  с направлением скорости  $v$  набегающего потока. Сопротивление крыла бесконечного размаха обратится в нуль, когда угол скольжения  $\beta$  крыла достигнет такой величины, что нормальная к кромке крыла составляющая скорости  $v_n$  станет дозвуковой.

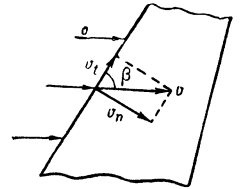


Рис. 6. Схема обтекания стреловидного крыла.

Аэродинамически совершенной формой (т. е. формой с относительным малым сопротивлением давления) при сверхзвуковой скорости является тело, нормаль к поверхности к-рого мало отклоняется от плоскости, перпендикулярной к направлению движения, т. е. тонкое, заостренное с концов тело, движущееся под малыми углами атаки. При движении таких тел с умеренной сверхзвуковой скоростью (когда скорость полета превосходит скорость звука в небольшое число раз) производимые ими возмущения давления и плотности газа и возникающие скорости движения частиц газа малы. Для этих условий разработана теория, основанная на линеаризации уравнений движения сжимаемого газа и позволяющая определять аэродинамич. характеристики профилей крыла, тел вращения, крыльев конечного размаха. К особенно простым соотношениям эта теория приводит в случае установившегося обтекания крыла бесконечного размаха (профиля). При таком обтекании давление, производимое потоком со скоростью  $v$  на каждый элемент поверхности крыла, равно  $2\theta\rho v^2/2\sqrt{M^2-1}$ , где  $\rho$  — плотность воздуха,  $\theta$  — местный угол между касательной к профилю и направлением набегающего потока. Коэфф. подъемной силы  $c_y$  и сопротивления  $c_x$  профиля (отнесенные к длине хорды профиля) выражаются  $\phi$ -лами

$$c_y = \frac{4\alpha}{\sqrt{M^2-1}}, \quad c_x = \frac{4\alpha^2 + 2(\bar{\theta}_H^2 + \bar{\theta}_B^2)}{\sqrt{M^2-1}}.$$

Здесь  $\bar{\theta}_H^2$  и  $\bar{\theta}_B^2$  — осредненные по длине профиля квадраты углов наклона элементов верхней и нижней частей контура к его хорде,  $\alpha$  — угол атаки.

Для определения полей скорости и давления при С. т. около тел вращения и профилей не малой толщины, внутри сопел ракетных двигателей и сопел аэродинамич. труб и в других случаях С. т. пользуются численным (или при невысоких требованиях к точности расчета — графоаналитическим) методом характеристик (см. *Характеристик метод*). При использовании быстродействующих вычислительных машин становится возможным расчет трехмерных С. т., напр. расчет обтекания заостренных впереди тел вращения под углами атаки.

Течения с большой сверхзвуковой — гиперзвуковой скоростью ( $v \gg a$ ) — обладают нек-рыми особыми свойствами. Полет тел в газе с гиперзвуковой скоростью связан с ростом до очень больших значений

темп-ры газа вблизи поверхности тела, что вызывается мощным сжатием газа перед головной частью движущегося тела и выделением тепла вследствие внутреннего трения в газе, увлекаемом телом при полете. В связи с этим при изучении гиперзвуковых течений газа необходимо учитывать изменение свойств воздуха при высоких темп-рах: возбуждение внутренних степеней свободы и диссоциацию молекул газов, составляющих воздух, химич. реакции (напр., образование окиси азота), возбуждение электронов и ионизацию. При расчете равновесных адиабатич. течений газа эти факторы влияют на зависимости теплосодержания газа и его энтропии от темп-ры и давления. В задачах, в к-рых существенно явления молекулярного переноса — при расчете поверхностного трения, тепловых потоков к обтекаемой газом поверхности и ее темп-ры, — необходимо учитывать изменение в широких пределах вязкости и теплопроводности воздуха, а в ряде случаев — диффузию и термодиффузию компонент воздуха. Напр., при обтекании охлажденной поверхности воздухом высокой темп-ры, содержащим диссоциированный кислород, у стенки воздух охлаждается и концентрация диссоциированных частиц кислорода в нем уменьшается. Благодаря этому возникает диффузионный поток атомов кислорода к стенке, рекомбинация же диффундирующих атомов вблизи стенки связана с выделением тепла. Т. о., действительный поток к стенке больше того, к-рый был бы найден без учета диффузии.

В нек-рых условиях гиперзвукового полета на больших высотах (см. *Разреженных газов аэродинамика*) процессы, происходящие в газе, нельзя считать термодинамически равновесными. Установление термодинамич. равновесия в движущейся частице газа происходит не мгновенно, а требует определенного времени — т. н. времени релаксации, к-рое различно для различных процессов. Давление, темп-ра, концентрация отдельных компонент воздуха и его теплоемкость зависят при этом не только от мгновенных значений внутренней энергии и плотности частицы, но и от предшествующей истории частицы (более приближенно — от скорости изменения ее внутренней энергии и плотности). Отступления от термодинамич. равновесия могут заметно влиять на процессы, происходящие в пограничном слое (в частности, на величину тепловых потоков от газа к телу), на структуру скачков уплотнения, на распространение слабых возмущений и др. явления. Так, при сжатии воздуха в головной ударной волне легче всего возбуждаются последовательные степени свободы молекул, определяющие темп-ру воздуха; возбуждение колебательных степеней свободы требует большего времени. Поэтому темп-ра воздуха и его излучение в области за ударной волной может быть намного выше, чем по расчету, не учитывающему релаксацию колебательных степеней свободы.

При очень высокой темп-ре ( $\sim 3000\text{--}4000^\circ\text{K}$  и более) в воздухе присутствуют в достаточно большом количестве ионизированные частицы и свободные электроны. Хорошая электропроводность воздуха вблизи тела, движущегося с большой сверхзвуковой скоростью, открывает возможность использования электромагнитных воздействий на поток для изменения сопротивления тела или уменьшения тепловых потоков от горячего газа к телу. Она же затрудняет проблему радиосвязи с летательным аппаратом из-за отражения и поглощения радиоволн ионизированным газом, окружающим тело. Нагревание воздуха при сжатии его перед головной частью движущегося с гиперзвуковой скоростью тела может вызывать мощные потоки лучистой энергии, частично передающейся телу и вызывающей дополнительные трудности при решении проблемы его охлаждения. Радио-

нальным выбором формы тела можно добиться, чтобы лучистая энергия в значительной степени рассеивалась в окружающих слоях воздуха.

Если скорость набегающего потока во много раз превосходит скорость звука, то при малых возмущениях скорости изменения давления и плотности уже не будут малыми и необходимо пользоваться нелинейными ур-ниями даже при изучении обтекания тонких заостренных тел. Существенная роль нелинейных эффектов характерна для гиперзвуковой аэродинамики. Многие представления аэродинамики умеренных сверхзвуковых скоростей, касающиеся поведения сил и моментов, действующих на летательные аппараты, и устойчивости и управляемости этих аппаратов, становятся неприменимыми при гиперзвуковых скоростях полета. Так, напр., становится неправильным вывод о постоянстве момента аэродинамических сил, действующих на крыло, относительно нек-рой точки при изменении угла атаки.

Большие значения числа  $M$  при течениях с гиперзвуковой скоростью позволяют установить важные качественные особенности таких течений и развить нелинейные асимптотич. теории для их количественного анализа. Так, при очень больших значениях числа  $M$  оказывается, что давление в набегающем на тело потоке становится пренебрежимо малым сравнительно с давлением в области течения за ударной волной, возникающей перед телом, а теплосодержанием набегающего потока можно пренебречь сравнительно с его кинетич. энергией. При таких условиях течение за ударной волной перестает зависеть от числа  $M$  набегающего потока — в этом состоит принцип стабилизации течения около тел при гиперзвуковых скоростях. Т. к. для осуществления перечисленных выше

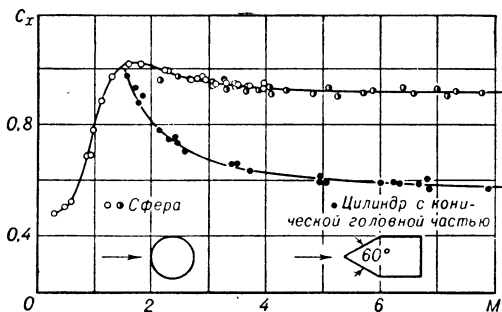


Рис. 7. Значения коэф. сопротивления сферы и цилиндра с конич. головной частью; начиная с  $M=4$  эти значения перестают заметно изменяться.

условий требуется, чтобы составляющая скорости набегающего потока по нормали к скачку была велика сравнительно со скоростью звука, то ясно, что стабилизация течения около тупых тел наступает при меньших значениях числа  $M$ , чем около тонких, заостренных тел (рис. 7).

Для приближенного определения давления на головную часть затупленных впереди тел вращения и профилей получила распространение ф-ла Ньютона, согласно к-рой избыточное давление  $\Delta p$  на элемент поверхности тела равно нормальной к этому элементу составляющей количества движения набегающего потока, т. е.  $\Delta p = \rho v^2 \sin^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между направлением касательной к поверхности тела и направлением набегающего потока. Ф-ла Ньютона является точной в случае обтекания клина или конуса таким газом, плотность к-рого становится бесконечной при прохождении им головной ударной волны (при этом слой газа между ударной волной и поверхностью тела становится бесконечно тонким). При таком же предположении, но при обтекании криволинейной

поверхности должны учитываться разности давлений, возникающие в бесконечно тонком слое газа между поверхностью тела и поверхностью ударной волны вследствие центробежных сил. Ф-ла с учетом центробежных сил (ф-ла Буземана) имеет вид:

$$\Delta p = \rho v^2 \left( \sin^2 \theta + \sin \theta \frac{d\theta}{dF} \int_0^F \cos \theta dF \right),$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения тела в рассматриваемом месте.

Важным результатом теории гиперзвукового обтекания тонких заостренных вперед тел под малым углом атаки является т. н. закон плоских сечений, согласно к-рому при движении тонкого тела в покоящемся газе с гиперзвуковой скоростью частицы газа почти не испытывают продольного смещения, т. е. движение частиц происходит в плоскостях, перпендикулярных направлению движения тела (рис. 8).

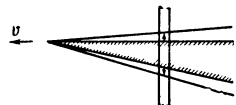


Рис. 8. Схема к объяснению закона плоских сечений.

Из закона плоских сечений следует закон подобия при гиперзвуковом обтекании тонких тел, к-рый позволяет, напр., пересчитывать параметры движения, полученные для одного тела вращения при определенном числе  $M$ , на случай обтекания других тел с тем же распределением относит. толщины по длине, для к-рых произведение  $Mt$  сохраняет одно и то же значение ( $t$  — наибольшее значение относит. толщины тела). В частности, давление в соответственных точках поверхности таких тел будет одинаковым, а коэфф. сопротивления  $c_x$  выразится ф-лой:  $c_x = \tau^2 F (Mt)$ .

При гиперзвуковых скоростях малое притупление переднего конца тонкого тела (неизбежное при необходимости предотвратить его разрушение) оказывает чрезвычайно сильное влияние на обтекание тела, изменяя, напр., распределение давления по поверхности тела, а следовательно, и его основные аэродинамич. характеристики на расстоянии от затупленного переднего конца порядка  $d/\tau^3$  для профилей и порядка  $d/\tau^2$  — для тел вращения ( $d$  — характерный размер притупленной части тела). При полете тела с притупленным передним концом сквозь нек-рый слой газа, перпендикулярный направлению полета, действие притупленного конца, сообщаемого газу, несмотря на свои малые размеры, значительную энергию, можно рассматривать как взрыв (мгновенное выделение энергии). Эта аналогия позволяет установить приближенное подобие течений около тонких тел с одинаковым распределением относит. толщины, но имеющих разную форму притупленной части. К примеру, коэфф. сопротивления  $C_x$  круглых притупленных конусов при очень большой скорости описывается зависимостью  $C_x = tg^2 \alpha F (c_x^{1/2} d/r tg \alpha)$ , где  $\alpha$  — полуугол раскрытия конуса с радиусом основания  $r$ ,  $c_x$  — коэфф. сопротивления притупленной части,  $d$  — диаметр ее сечения.

Лит. см. при ст. Газовая динамика, № 1, 2, 3, 4, 7, 8, 9, 11, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, а также: 1) К у р м а н Т., Сверхзвуковая аэродинамика. Принципы и приложения, пер. с англ., М., 1948; 2) Lester L., Recent developments in hypersonic flow, «Jet Propulsion», 1957, v. 27, № 11; 3) W a r d G., Supersonic linearized flows, Oxf., 1955. Г. Г. Черный.

**СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ** — относительно немногочисленный класс космич. объектов, к-рые в течение неск. дней увеличивают свой блеск на десятки звездных величин. В максимуме блеска светимость С. в. в неск. миллиардов раз превосходит светимость Солнца и имеет такую же яркость (или даже большую), как и вся звездная система, в к-рой она находится. Напр., наиболее яркая С. з. (открытая в августе 1937 г.) была в сто раз ярче, чем карликовая спиральная га-

лактика IC 4182, в к-рой вспыхнула эта С. з., а галактич. С. з. 1054 г. была хорошо видна даже днем. Полная энергия, излучаемая яркими С. з. в видимой области спектра в течение года, имеет тот же порядок, что и энергия, излучаемая Солнцем за миллиард лет. В нашей Галактике последняя вспышка С. з. наблюдалась в 1604 г.; поэтому большая часть сведений о С. з. основана на наблюдениях вспышек в других галактиках. Из-за огромных межгалактич. расстояний видимая яркость С. з. даже в максимуме блеска очень слаба; в среднем обнаруженные С. з. имеют макс. величину  $+13^m$ , что сильно затрудняет их исследование.

С. з. можно разделить по крайней мере на 2 типа с весьма различными характеристиками. С. з. I типа характеризуются почти полным тождеством кривых блеска. Подъем до максимума блеска происходит в течение неск. дней. В отличие от *Новых звезд*, макс. блеск С. з. обычно сохраняется в течение одной-двух недель; затем происходит сравнительно быстрое уменьшение блеска. Приблизительно через сто дней после максимума блеска спад становится практически экспоненциальным и составляет 0,0137 звездной величины в сутки. Спектры различных С. з. I типа практически одинаковы и характеризуются очень широкими эмиссионными полосами, к-рые еще не отождествлены. Только в спектре С. з., вспыхнувшей в галактике IC 4182, через 180 дней после максимума блеска удалось отождествить полосы [O I]  $\lambda$  6300 Å и 6364 Å. Ширина полос указывала на скорости внутр. движений  $\sim 1000$  км/сек. С. з. I типа обладают замечательной особенностью: они имеют совершенно одинаковое развитие спектра во время вспышки, даже если их абс. величины сильно различаются; это обстоятельство дает возможность устанавливать, сколько дней прошло со времени максимума вспышки до момента получения спектра. Абс. звездные величины С. з. I типа заключены в пределах от  $-13$  до  $-21$ .

С. з. II типа представляют собой менее однородную группу объектов, их кривые блеска более разнообразны. Как правило, падение блеска происходит у них быстрее, чем у С. з. I типа. С. з. II типа, как и I типа, имеют более продолжительный максимум, чем обычные Новые звезды. Спектры различных С. з. II типа также неск. различаются: в нек-рых отношениях они напоминают спектры обычных Новых. В максимуме блеска С. з. II типа обычно обнаруживают чисто непрерывный спектр, соответствующий очень высокой цветовой темп-ре — до 40 000 °K. Через неск. дней после максимума блеска интенсивность непрерывного спектра уменьшается и появляются эмиссионные полосы с шириной, соответствующей скорости расширения выброшенных оболочек 6000—7000 км/сек. В отличие от обычных Новых, водородные полосы относительно слабы, а запрещенные линии либо очень слабы, либо совсем отсутствуют. Среднее значение абс. визуальной величины С. з. II типа во время максимума блеска равно  $-14$ , но отклонения от среднего могут достигать неск. звездных величин. По-видимому, можно считать, что макс. блеск С. з. II типа в среднем на неск. величин слабее, чем у С. з. I типа.

Хотя наблюдают материал по С. з. довольно ограничен, удалось установить, что С. з. I типа вспыхивают одинаково часто в галактиках всех типов; при этом обнаруживается концентрация к центральным частям галактик. С. з. II типа вспыхивают в рукавах спиральных галактик типа Sc и, реже, Sb. Не наблюдались вспышки С. з. II типа в эллиптических и неправильных галактиках и в спиральных галактиках типов So и Sa. Судя по нашей Галактике, С. з. II типа располагаются, по-видимому, в ее главной плоскости, как и очень горячие, массивные звезды. В среднем, вспышки С. з. I типа происходят раз в 600 лет в каждой галактике независимо от типа галактики, а вспышка С. з. II типа происходит раз в 100 лет в галактиках типа Sb и Sc. Приведенные средние величины очень грубо характеризуют истинное положение. Встречаются значит. отклонения; так, в галактике NGC 6946 с 1917 г. по 1947 г. зарегистрировано 3 вспышки С. з.

В нашей Галактике за последнюю тысячу лет наблюдались 3 вспышки С. з. Вспышка 1054 г. в созвездии Тельца была отмечена китайскими и японскими астрономами; сейчас на месте этой вспышки находится весьма своеобразная Крабовидная туманность. В 1572 г. Тихо Браге наблюдал С. з. в созвездии Кассиопеи, а в 1604 г. С. з. в созвездии Эриососца наблюдал Иоганн Кеплер. Все эти 3 С. з. принадлежали I типу. Имеются косвенные указания на то, что за последние 10—20 тыс. лет в нашей Галактике вспыхнуло ок. двух десятков С. з. II типа.

После вспышек С. з. на их месте наблюдаются газовые туманности, расширяющиеся с громадными скоростями и являющиеся мощными источниками радионизлучения. В исследовании этих объектов был достигнут значит. прогресс с появлением радиоастрономич. методов. Было выяснено, что при вспышках С. з. в межзвездное пространство выбрасывается газовая оболочка, в к-рой возникает магнитное поле и появляются релятивистские частицы. У С. з. I типа кинетич. энергия оболочки, энергия магнитного

поля, энергия релятивистских частиц и энергия фотонного излучения одного порядка величины:  $10^{48}$ — $10^{50}$  эрг; у С. з. II типа кинетич. энергия оболочки достигает  $10^{51}$ — $10^{52}$  эрг и на 3 порядка величины превосходит остальные виды выделяющейся энергии.

Расширяющаяся оболочка вызывает сильную ударную волну в межзвездной среде; она «сгребает» межзвездное вещество, ионизует его, возбуждает сильное свечение и сама при этом тормозится. При начальной скорости 1000 км/сек у оболочек С. з. I типа и 5000 км/сек у оболочек С. з. II типа торможение до наблюдаемых скоростей 10—100 км/сек должно произойти в зависимости от средней плотности межзвездного вещества за  $10^5$ — $10^6$  лет. Наблюдаемая волокнистая структура оболочек — остатков вспышек С. з. — объясняется тем, что газовая оболочка, содержащая магнитное поле и космич. частицы, неустойчива и распадается на отдельные тонкие волокна. На рис. 1 приведена фотография в лучах  $H_\alpha$  Петли в Лебедь — остатка оболочки С. з. II типа, вспыхнувшей 50—100 тыс. лет тому назад на расстоянии 700 парсек от Солнца.

Оболочки С. з. являются дискретными источниками нетеплового радиоизлучения в Галактике, обусловленного движением релятивистских электронов в магнитном поле. Интенсивность этого синхротронного излучения зависит от средней энергии релятивистских частиц и их энергетич. спектра. Крабовидная туманность содержит сравнительно много релятивистских электронов высоких энергий (до  $10^{11}$  эв): поэтому синхротронное излучение простирается до оптич. диапазона частот и обуславливает свечение т. н. «аморфной массы» туманности (рис. 2). Из теории синхротронного излучения следует, что оно должно быть линейно поляризовано; поляризационные наблюдения действительно обнаружили поляризацию излучения «аморфной массы». По мере расширения оболочки плотность энергии магнитного поля и релятивистских частиц падает, что должно приводить к ослаблению радиосветимости этих объектов; прецизионные наблюдения позволили обнаружить вековое уменьшение радиосветимости Крабовидной туманности на 2% в год, что совпадает с теоретич. расчетами.



Рис. 1. Петля в Лебедь — остаток С. з. II типа, вспыхнувшей 50—100 тысяч лет тому назад на расстоянии 700 парсек от Солнца.

Удовлетворит. теории С. з. не существует. Усиленно развиваются идеи о гравитационном коллапсе, как причине вспышки С. з. Предполагается, что такой коллапс происходит на поздней стадии развития мас-



Рис. 2. Крабовидная туманность — остаток С. з. I типа на расстоянии 1000 парсек от Солнца, вспышка к-рой наблюдалась в 1054 г.: сверху — снимок в лучах  $H_\alpha$ , видна волокнистая структура; внизу — снимок в непрерывном спектре, видна «аморфная масса».

сивных звезд, после истощения запасов «ядерного горючего» в их недрах. В пользу этих соображений говорит сходство параметров пространств. распределения дискретных источников нетеплового радиоизлучения — остатков С. з. II типа и наиболее массивных горячих звезд в галактике. Далее, среди массивных горячих звезд, к-рые в большинстве своем имеют малые скорости и образуют двойные и кратные системы, существует небольшое число очень быстрых одиночных звезд; гипотеза взрыва одного из компонентов двойной системы как С. з. дает естеств. объяснение этому феномену: если одна из звезд взрывается и удаляющаяся оболочка уносит массу, сравнимую с массой звезды (именно таковы массы оболочек С. з. II типа), то другой компонент двойной системы под действием гравитационного удара приобретает большую скорость, резко отличную от средних скоростей звезд плоской системы, и становится быстрой одиночной звездой.

Существует также др. теория вспышек С. з. II типа, в к-рой этот процесс связывается с появлением на звезде очень горячего ( $10^{10}$  К) вещества сравнит. малой массы ( $10^2$  массы Солнца); расширение оболочки рассматривается не как результат выделения большого колич-ва кинетич. энергии, а как следствие теплового взрыва.

Лит.: 1) Z w i c k y F., Supernovae, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 51, B. — [u. a.], 1958; 2) Ш к л о в с к и й И. С., Космическое радиоизлучение, М.—Л., 1956; 3) Г о р б а ц к и й В. Г., М и н и н И. Н., Нестационарные

звезды, М.—Л., 1963; 4) Шкловский И. С., «Астрон. ж.», 1960, т. 37, № 2, с. 369; 5) Blaauw A., «Bull. Astron. Inst. Netherl.», 1961, bd 15, s. 263; 6) Poveda A., «Ann. d'Aph.», v. 27, 1964. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг.

**СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ.** При температурах ниже определенной (свойственной данному металлу) критической температуры  $T_K$  некоторые металлы и сплавы переходят в т. н. сверхпроводящее состояние. Значения  $T_K$  очень низки (самая высокая — у  $Nb_3Sn - 18^\circ K$ ). При переходе в сверхпроводящее состояние расположение атомов в кристаллич. решетке металла, его механич. свойства и оптич. свойства в области видимого света и более коротковолновых излучений остаются практически неизменными. Другие же свойства, особенно электрические и магнитные, значительно изменяются. С. открыта Г. Камерлинг-Оннесом на ртути в 1911 г.

Главное свойство сверхпроводников — полное отсутствие электрич. сопротивления постоянному току. Если исследуемый металл включен в цепь, в к-рой внешним источником создается электрич. ток, то при понижении темп-ры  $T$  образца ниже  $T_K$  падение потенциала на нем скачком обращается в нуль. Другой способ наблюдения С. — создание незатухающего тока в сверхпроводящем кольце. Кольцо из исследуемого металла помещается в магнитное поле  $H$  при  $T > T_K$ . Затем темп-ра опускается ниже  $T_K$  и внешнее поле выключается. По закону индукции при изменении  $H$  в кольце создается ток, к-рый стремится сохранить неизменным магнитный поток через кольцо. В обычном (нормальном) металле этот ток быстро затухает, в сверхпроводнике же остается неизменным практически неограниченно долго (на опыте показано, что сопротивление во всяком случае не выше  $10^{-23}$  ом · см). Магнитный поток внутри сверхпроводящего кольца не меняется со временем; это — т. н. захваченный (замороженный) поток, наблюдающийся во всех многосвязных сверхпроводниках при изменении внешнего магнитного поля.

Если ток в 1-м эксперименте и величина магнитного поля во 2-м слишком велики, то С. разрушается при  $T < T_K$ . Предельные значения тока и поля наз. критическим током и критическим маг-

нитным полем. Каждой темп-ре соответствует определенное значение критич. поля  $H_K$  (рис. 1) и тока.

Помимо отсутствия сопротивления, для сверхпроводников характерно другое важное свойство, проявляющееся в т. н. *Мейснера эффекта* (открыт в 1933 г.): внешнее магнитное поле  $H < H_K$  не проникает в глубь сверхпроводника, имеющего форму бесконечного сплошного цилиндра, ось к-рого направлена вдоль поля, и отлично от нуля только в тонком поверхностном слое. Если  $H > H_K$ , а затем уменьшается, то в момент прохождения критич. значения поле как бы выталкивается из сверхпроводника (рис. 2), т. е. начиная с этого значения силовые линии поля огибают сверхпроводник. Эффект Мейснера связан с тем, что при  $H < H_K$  в поверхностном слое сверхпроводящего цилиндра появляется круговой незатухающий ток, величина к-рого как раз такова, чтобы полностью компенсировать внешнее поле в толще образца. Глубина слоя, в к-ром течет этот ток и на к-рую проникает внешнее поле, т. н. г л у б и н а п р о н и к н о в е н и я  $\delta$ , обычно  $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  см. Величина  $\delta$  зависит от темп-ры: при увеличении темп-ры  $\delta$  растет и при  $T \rightarrow T_K$   $\delta \rightarrow \infty$ , т. е. при  $T = T_K$  сверхпроводник непрерывно переходит в норм. металл.

**Природа сверхпроводимости.** Согласно современным представлениям, основной причиной С. является образование связанных пар электронов (т. н. *Купера эффект*), благодаря чему электронная жидкость приобретает свойство *сверхтекучести*. Пары образуются вследствие действия особых сил притяжения между

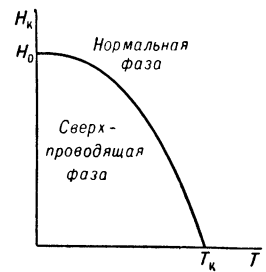


Рис. 1. Зависимость величины критич. магнитного поля  $H_K$  от темп-ры:  $T_K$  — критич. темп-ра.

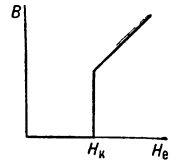


Рис. 2. Зависимость магнитной индукции  $B$  внутри сверхпроводника 1-го рода от внешнего магнитного поля;  $H_K$  — критич. поле.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ИХ КРИТИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ в  $^\circ K$

ЛАНТАНИДЫ																	
IIa		Ce Pr Nd Pm Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tu Yb Lu														VIII B	
Li Be																III B IV B V B VI B VII B VIII B	
Na Mg																Al Si P S Cl Ar	
K Ca		IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa	VIIIa	I B	II B								
		Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb Sr		Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	J	Xe
Cs Ba		La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr Ra		Ac	А К Т И Н И Д Ы														
		Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No			
			1,39	0,8													

<sup>1</sup> Пленка, сконденсированная при низкой темп-ре. <sup>2</sup> Гексагональный. <sup>3</sup> Кубический. <sup>4</sup>  $\alpha$ -модификация. <sup>5</sup>  $\beta$ -модификация. \* и <sup>7</sup> В I и В III устойчивые выше 25 000 атм.



Величины критического магнитного поля  $H_K(0)$  (э) и глубины проникновения  $\delta_0$  ( $10^{-6}$  см) при  $0^\circ\text{K}$  для некоторых металлов.

Металл	Al	Zn	Ga	Cd	In	Hg	Tl	Pb	Th
$H_K(0)$	106	52,5	50,3	28,8	293	415	171	800	131
$\delta_0$	4,9	—	—	13,4	6,4	—	9,2	3,9	—

электронами. Обычно это силы, связанные с колебаниями решетки. Кристаллич. решетка даже при  $T = 0$  находится в колеб. движении (т. н. нулевые колебания). Благодаря электростатич. взаимодействию зарядов электрона и ионов решетки в окрестности каждого электрона режим колебаний решетки изменяется, что вызывает дополнит. силы, действующие на другой электрон. С точки зрения квантовой теории эти силы появляются вследствие того, что электроны могут обмениваться *фононами* — квантами колебаний решетки. Эти силы всегда соответствуют притяжению и могут превышать непосредственное кулоновское отталкивание электронов.

Большая сложность взаимодействия частиц в реальных металлах пока не дает возможности заранее предсказать, в каких металлах можно ожидать преобладания притяжения электронов над отталкиванием, т. е. появления С.

Пары, образующиеся под действием фононного притяжения, обладают спином, равным нулю, т. е. они состоят из электронов с противоположными спинами, и орбитальный момент такой пары равен нулю. Однако теоретически возможны и, по-видимому, иногда осуществляются случаи, когда куперовские пары образуются благодаря иным механизмам взаимодействия электронов. В этих случаях возможно образование пар с отличным от нуля полным моментом. Ниже рассматривается только фононное взаимодействие.

Энергия связи куперовской пары зависит от состояния всего электронного ансамбля, т. е., в частности, от темп-ры. При  $T = 0$  для изотропной модели металла энергия связи равна  $2\Delta(0)$ , где

$$\Delta(0) = 2\hbar\omega_D \exp(-2\pi^2\hbar^2 v_F^2 g^2 p_F^2) \quad (1)$$

( $\hbar$  — постоянная Планка,  $\omega_D$  — дебаевская частота,  $g$  — константа, характеризующая взаимодействие электронов с фононами,  $v_F$  и  $p_F$  — скорость и импульс электрона на Ферми-границе).

Для возбуждения электронной системы, т. е. для передачи ей энергии, необходимо разорвать пару.

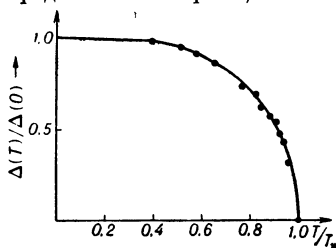


Рис. 3. Зависимость ширины энергетической щели  $\Delta$  от темп-ры. Экспериментальные точки получены методом туннельного контакта для Ga;  $2\Delta(0) = 1,35 \cdot 10^{-3}$  эв  $\approx 3,5 T_K$ .

Минимальная энергия, необходимая для этого, равна  $2\Delta$ . Поскольку при этом возникают 2 электрона, то на каждый из них надо отнестись половине этой энергии, т. е.  $\Delta$ . Это значит, что  $\Delta$  является минимальной энергией одной квазичастицы электронного спектра, поэтому  $\Delta$  наз. также энергетической щелью в электронном спектре. Величина  $\Delta$  меняется с темп-рой: при  $T_K$   $\Delta = 0$  (рис. 3); при  $T = 0$  (для изотропной модели)  $\Delta(0) = 1,76 T_K$  (на опыте коэфф. меняется в пределах 1,5—2). Т. о.,  $T_K$  пропорциональна дебаевской частоте  $\omega_D$ . Это объясняет т. н. *изотопический эффект*

( $T_K \sim M^{-1/2}$ , где  $M$  — масса атома изотопа), наблюдающийся у большинства чистых сверхпроводников. Отсутствие или неполнота изотопич. эффекта наблюдались у Ru и Os. Это указывает на то, что механизм куперовского спаривания в этих металлах не чисто фононный.

Наличие щели в энергетич. спектре приводит в области низких темп-р к экспоненциальной темп-рой зависимости ( $\sim \exp[-\Delta(0)/T]$ ) величин, пропорциональных числу электронных возбуждений (напр., электронной теплоемкости и теплопроводности, коэфф. поглощения низкочастотного электромагнитного излучения и звука и др.). Это дает возможность определять  $\Delta$  из соответствующих опытных данных. Для этой цели используются также туннельный контакт и порог поглощения радиоволн при  $T = 0$  (см. ниже).

Объединение электронов в куперовские пары приводит к пространственной корреляции движения электронов; соответствующей корреляционной длиной является размер пар. Оценить этот размер можно следующим образом. Зависимость энергии  $\epsilon$  квазичастиц от импульса  $p$  в сверхпроводнике (для изотропной модели) имеет вид:

$$\epsilon(p) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2}. \quad (2)$$

При  $|p - p_F| \gg \Delta$  эта ф-ла переходит в энергетич. спектр «свободных электронов» в норм. металле. Эффект спаривания (т. е. появление  $\Delta$ ) влияет на электроны с импульсами в области  $|p - p_F| \sim \Delta/v_F$ . Согласно принципу неопределенности, отсюда следует, что размер пар  $\xi \sim \hbar v_F/\Delta$ . Эта величина имеет порядок  $10^{-4} - 10^{-5}$  см, т. е.  $\xi$  много больше периода решетки.

Электродинамика сверхпроводников в большой степени зависит от соотношения между  $\xi$  и размерами области, в к-рой существенно меняется величина электромагнитного поля, т. е. глубиной проникновения  $\delta$ . Точным критерием является соотношение между  $\delta$  и  $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta(0)$ . При  $\delta \gg \xi_0$  пары можно считать точечными — корреляция отсутствует. В этом случае электрич. ток в данной точке сверхпроводника практически определяется электромагнитным полем в той же точке и справедливо *Лондонов Ф. и Г. уравнение*. При  $\xi_0 \geq \delta$  необходимо учитывать, что ток в данной точке в действительности определяется электромагнитным полем в целой области  $\delta$  размерами  $\sim \xi_0$ . В частности, при  $\xi_0 \gg \delta$  имеет место интегральное *Пиннарда уравнение*. Следует заметить, что при  $T = 0$  у всех чистых сверхпроводников, известных в наст. время, либо  $\xi_0 \gg \delta$ , либо  $\xi_0 \sim \delta$ . Однако ввиду роста  $\delta$  с темп-рой в окрестности  $T = T_K$  обязательно  $\delta \gg \xi_0$ . Правда, у нек-рых сверхпроводников эта область слишком мала для наблюдений (напр., у Al  $T_K - T \sim 0,001^\circ$ ).

Переход в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного поля происходит непрерывно (фазовый переход 2-го рода). В самой точке перехода (при  $T = T_K$ ) щель  $\Delta = 0$ , с понижением темп-ры  $\Delta$  возрастает до  $\Delta(0)$ . Для сверхпроводника, помещенного в магнитное поле  $H$ , картина меняется. В этом случае бесконечный массивный цилиндр с диаметром  $d \gg \delta$  из чистого сверхпроводника в продольном поле переходит в сверхпроводящее состояние скачком (фазовый переход 1-го рода): при достижении критич. темп-ры  $T_K(H)$  или критич. значения поля  $H_K(T)$  в образце сразу появляется щель конечной величины; при  $H < H_K$  металл целиком находится в сверхпроводящем состоянии, а при  $H > H_K$  — целиком в норм. состоянии (рис. 2). Наряду с этим существуют сверхпроводники (т. н. сверхпроводники 2-го рода), в к-рых

даже при описанной цилиндрич. геометрии переход является постепенным. Сюда относится чистый Nb и большинство сверхпроводящих сплавов.

Для сверхпроводников 1-го рода (со скачкообразным переходом в магнитном поле) условие равновесия в точке перехода соответствует равенству свободной энергии норм. фазы в магнитном поле и сверхпроводящей фазы в отсутствие поля (маглыми поверхностными эффектами можно пренебречь).

$$F_n(T) - F_s(T) = H_K^2/8\pi, \quad (3)$$

где  $F_n$  и  $F_s$  — свободные энергии в отсутствие поля,  $H_K$  — т. н. термодинамическое критич. поле. Дифференцируя по темп-ре, получаем выражения для теплоты перехода:

$$Q = T(S_n - S_s) = -(T/4\pi) H_K dH_K/dT \quad (4)$$

и для разности теплоемкостей:

$$C_s - C_n = (T/4\pi) [(dH_K/dT)^2 + H_K (d^2H_K/dT^2)]. \quad (5)$$

Из (4,5) видно, что если переход совершается при  $H = 0$ , т. е.  $T = T_K$ , то  $Q = 0$ , т. е. это — переход 2-го рода, а переход при  $H \neq 0$  является переходом 1-го рода. При  $H = 0$  теплоемкость в точке перехода испытывает скачок  $\Delta C = (T_K/4\pi) (dH_K/dT)^2$ .

В случае нецилиндрич. геометрии опыта переход сверхпроводника 1-го рода совершается путем образования промежуточного состояния: при нек-ром поле ниже  $H_K$  сверхпроводящий образец разделяется на слои нормальной и сверхпроводящей фаз, размеры к-рых зависят от поля. Переход в этом случае происходит постепенно, путем роста доли соответствующей фазы.

**Поверхностная энергия.** Образование промежуточного состояния со слоями конечной толщины свидетельствует о том, что граница нормальной и сверхпроводящей фаз обладает дополнительной положительной поверхностной энергией. Наличие такой энергии следует также и из скачкообразности перехода массивного сверхпроводника при цилиндрич. геометрии: критич. поле в тонких слоях выше, чем в массивных образцах, поэтому цилиндру было бы энергетически выгодно разбиться на тонкие слои, утоншающиеся по мере увеличения поля; однако этого не происходит, т. к. с границами фаз связана добавочная энергия. Согласно современным представлениям, эта поверхностная энергия является следствием пространственной корреляции электронов.

Рассмотрим границу нормальной и сверхпроводящей фаз (рис. 4). В сверхпроводящей фазе энергетич. щель  $\Delta$  имеет конечное значение (соответствующее данной температуре), в норм. фазе она должна равняться нулю; изменение величины  $\Delta$  происходит на расстоянии  $\sim \xi$ . Норм. фаза может находиться в равновесии со сверхпроводящей только в том случае, если в нормальной фазе имеется магнитное поле  $H_K$ , отсутствующее в сверхпроводящей фазе.

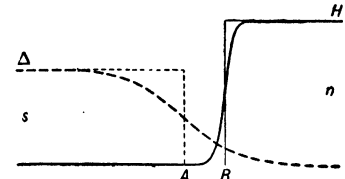


Рис. 4. Граница сверхпроводящей (s) и нормальной (n) фаз. Пунктирная и сплошная кривые — изменение величин энергетич. щели  $\Delta$  и магнитного поля  $H$ ; A и B — условные границы между фазами (по щели и по полю). Рис. соответствует случаю  $\xi > \delta$ .

Изменяя величину свободной энергии и магнитного потока, возникают две условные границы: по щели (линия A) и по полю (линия B), причем на участке AB как щель, так и поле равны нулю. Равенство нулю щели означает, что этот участок находится в норм. состоянии, а отсутствие поля (необходимого для равновесия со сверхпроводящей фазой), — что этот участок обладает дополнительной энергией. На  $1 \text{ см}^2$  приходится  $H_K^2/8\pi$ , а на  $1 \text{ см}^2$  площади переходного слоя —  $(H_K^2/8\pi) AB \sim \xi H_K^2/8\pi$ . При  $\xi > \delta$  (рис. 4) поверхностная энергия положительна, при  $\delta > \xi$  линии A и B расположены в другом порядке и поверхностная энергия отрицательна. Здесь  $\xi \sim \hbar v_F/\Delta(T)$ . Эта величина в окрестности  $T_K$  меняется по тому же закону, что и  $\delta$ , т. е. поверхностная энергия может быть положительной даже в том случае, когда  $\delta \geq \xi_0 = \hbar v_F/4\pi\Delta(0)$  и электродинамика сверхпроводника описывается ур-нием Лондонов.

**Сверхпроводники 2-го рода.** По знаку поверхностной энергии сверхпроводники делятся на 2 группы. К 1-му роду относятся сверхпроводники, обладающие положительной поверхностной энергией, ко 2-му роду — отрицат. энергией. Точный критерий принадлежности к 1-му или 2-му роду определяется величиной параметра  $\kappa$ , имеющего порядок  $\delta/\xi$ :

$$\begin{aligned} \kappa < 1/\sqrt{2} & \text{— сверхпроводники 1-го рода,} \\ \kappa > 1/\sqrt{2} & \text{— 2-го рода.} \end{aligned} \quad (6)$$

Для чистых сверхпроводников

$$\kappa_0 = [\delta_L(0)/\xi_0] A(T), \quad (7)$$

где  $\delta_L(0) = \sqrt{mc^2/4\pi Ne^2}$  — глубина проникновения, получающаяся из ур-ния Лондонов при  $T = 0$  (молч,  $e$  и  $N$  — масса, заряд и плотность электронов,  $c$  — скорость света). Ф-ция  $A(T)$  слабо зависит от  $T$  и меняется от 1 при  $T = T_K$  до 1,25 при  $T = 0$ .

Подавляющее большинство чистых сверхпроводников являются сверхпроводниками 1-го рода (значения  $\kappa$  изменяются в широких пределах; напр., для Al  $\kappa = 0,01$ , для In 0,05, для Sn 0,15 при  $T = T_K$ ). В настоящее время известен лишь один чистый сверхпроводник 2-го рода — Nb с  $\kappa(T=0) = 1,2$ . Однако любой сверхпроводник 1-го рода можно превратить в сверхпроводник 2-го рода введением примесей, дислокаций или к.-л. иных дефектов решетки. Если эти дефекты распределены однородно, так что в сверхпроводнике не образуется макроскопич. участков с различающимися свойствами, то вся роль дефектов сводится к нарушению пространственной корреляции электронов.

Когда концентрация дефектов такова, что они начинают существенно влиять на корреляцию электронов (обычно порядка несколько атомных % и выше), то новый параметр пространственной корреляции  $\xi_1$  имеет порядок  $\xi_1 = \xi(T) \sqrt{l/\xi_0}$ , где  $l$  — длина свободного пробега электрона в норм. состоянии. При темп-рах, не слишком близких к  $T_K$ ,  $\xi_1 \sim \sqrt{l\xi}$  (это выражение вытекает из рассмотрения броуновского движения электронов в металле). Как только параметр  $\xi_1(T)$  становится меньше  $\xi(T)$ , именно он начинает определять корреляц. свойства электронов. Даже если чистый сверхпроводник относился к 1-му роду, при увеличении концентрации дефектов, т. е. при уменьшении  $l$ , новый параметр корреляции может стать меньше  $\delta$  [при малых пробегах  $\delta \sim \delta_L \sqrt{l/\xi}$ , так что  $\xi_1 < \delta$  соответствует  $l < \delta_L(0)$ ] и металл станет сверхпроводником 2-го рода. Точный критерий можно опять выразить в форме (6). Зависимость от концентрации дефектов хорошо передается интерполяц. ф-лой:

$$\kappa(T_K) = \kappa_0(T_K) + \kappa_1(T_K) = \kappa_0(T_K) + 7,53 \cdot 10^3 \rho \gamma^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\kappa_0(T_K)$  дается ф-лой (7) с  $A = 1$ ,  $\rho$  — уд. сопротивление в норм. состоянии в ом·см, а  $\gamma$  — коэфф. в линейном законе электронной теплоемкости  $C_V = \gamma T$  в эрг·см<sup>-3</sup>·град<sup>-2</sup>. Следует отметить, что  $\kappa_1$  порядка  $\delta_L/l$  сравнивается по порядку величины с  $\kappa_0$  при концентрации дефектов  $\sim$  неск. %. При больших концентрациях дефектов ( $\sim$  десятков %)  $\kappa$  может достигать величин  $\sim$  неск. десятков и даже доходить до 100. Такие значения получены в сплавах Ti — V, Nb — Sn и др. Вблизи  $T_K$  параметр  $\kappa$  во всех случаях связан с величинами  $\delta$  и  $H_K$  соотношением:

$$\kappa(T_K) = (2\sqrt{2} e/\hbar c) H_K \delta^2. \quad (9)$$

Темп-ная зависимость  $\kappa$  при таких концентрациях дефектов, когда  $\kappa_l \geq \kappa_0$ , имеет вид:  $\kappa_l(T) = B(T) \kappa_l(T_K)$ , где  $B(T)$  плавно меняется от 1 при  $T = T_K$  до 1,2 при  $T = 0$ . Ввиду малого отличия между ф-циями  $A(T)$  и  $B(T)$  можно написать в целом с хорошей точностью  $\kappa = A(T) \kappa(T_K)$ . Хотя  $A(T)$  слабо зависит от темп-ры, тем не менее существует сверхпроводники, к-рые относятся к 1-му роду вблизи  $T_K$  и ко 2-му роду при более низких темп-рах. При достаточном числе дефектов, когда  $\xi_1 \ll \delta$  или, что то же самое,  $\kappa \gg 1$ , ур-ния электродинамики в слабом поле становятся локальными, т. е. ток определяется полем в той же точке. Т. о., если даже исходный чистый материал описывался ур-нием Пипарда, сверхпроводник с дефектами будет описываться ур-нием типа Лондона, но с иной константой:

$$\delta = (c/2\pi) \sqrt{\hbar/\sigma \Delta \hbar (\Delta/2T)}, \quad (10)$$

где  $\sigma$  — проводимость в норм. состоянии. Это выражение

справедливо при  $\kappa_l \gg 1$ , т. е. при  $l \ll \delta_L(0)$ . Величина  $\delta$  имеет порядок  $\delta \sim \delta_L \sqrt{\xi(0)/l} \sim \delta_L \sqrt{\kappa_l/\kappa_0}$ .

При фазовом переходе сверхпроводника 2-го рода из сверхпроводящего в норм. состоянии отрицат. знак поверхностной энергии делает невозможным равновесие нормальной и сверхпроводящей фаз. Поэтому переход осуществляется путем постепенного обращения в нуль энергетич. щели  $\Delta$  и может затянуться до очень больших полей, причем до полного перехода в норм. состояние сопротивление не слишком сильному электрич. току отсутствует. В противоположность сверхпроводникам 1-го рода переход массивного цилиндра из сверхпроводника 2-го рода в продольном поле является фазовым переходом 2-го рода.

Оценка полей, до к-рых сохраняется С., может быть получена из следующих соображений. Куперовское спаривание сохраняется, если ларморовский радиус  $r_H$  закручивания пары в магнитном поле не меньше размеров пары. Т. о., предельное соотношение имеет вид:  $\xi_1 < r_H \sim c p_{\Pi} / e H$ , где  $p_{\Pi}$  — импульс пары. Подставляя сюда предельный импульс пары, к-рый имеет порядок  $\hbar/\xi_1$ , получаем значение поля перехода:

$$H_{K_2} \sim \hbar c / e \xi_1^2 \sim c \Delta^2 (T) / e v l \Delta(0). \quad (11)$$

Т. о.,  $H_{K_2}$  растет обратно пропорционально пробегу, иначе говоря, пропорционально концентрации дефектов в кристалле. Точное выражение для  $H_{K_2}$ :

$$H_{K_2} = \kappa(T) \sqrt{2} H_{K_1}, \quad (12)$$

где  $H_{K_1}$  — термодинамич. поле из (3).

Полная картина перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное для сверхпроводников 2-го рода имеет следующий вид (рис. 5). Внешнее магнитное поле совершенно не проникает в толщу массивного сверхпроводника вплоть до критич. поля  $H_{K_1}$ , к-рое при  $\kappa \gg 1$  равно:

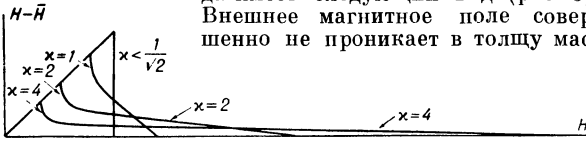


Рис. 5. Зависимость намагниченности ( $-4\pi M = H - B$ ,  $B = H$ ) сверхпроводника от внешнего поля  $H$  при различных значениях  $\kappa$ . Кривая  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  соответствует сверхпроводникам 1-го рода. Отклонения кривых от линии  $-4\pi M = H$  происходит при  $H = H_{K_1}$ ; точка  $M = 0$  (т. е.  $H = \bar{H}$ ) соответствует  $H_{K_2}$ .

свивного сверхпроводника вплоть до критич. поля  $H_{K_1}$ , к-рое при  $\kappa \gg 1$  равно:

$$H_{K_1} = \frac{c \hbar}{4 e \delta^2 (T)} \ln \kappa. \quad (13)$$

Согласно ф-лам (10, 13)  $H_{K_1}$  с уменьшением длины пробега уменьшается в основном пропорционально  $l$ . Когда внешнее поле достигает  $H_{K_1}$  (для цилиндрич. геометрии опыта), оно начинает проникать в сверхпроводник в виде отдельных далеко отстоящих друг от друга нитей магнитного потока. Каждая такая нить содержит 1 квант магнитного потока, равный  $\pi \hbar c / e$  (см. ниже). В центре нити поле максимально ( $\sim 2 H_{K_1}$  при  $\kappa \gg 1$ ) и  $\Delta = 0$ . При удалении от центра нити  $\Delta$  увеличивается (на расстоянии порядка  $\delta/\kappa \sim \xi_1$ ) до значения, соответствующего данной темп-ре при отсутствии поля. Магнитное поле спадает до нуля на расстоянии порядка  $\delta$ . Когда внешнее поле в точности равно  $H_{K_1}$ , расстояние между нитями бесконечно. При увеличении поля они начинают сближаться, пока центры не подойдут друг к другу на расстояние  $\sim \delta/\kappa$ . В идеальном случае нити все время образуют нек-рую правильную структуру (по-видимому, в поперечном сечении центры нитей образуют квадратную или треугольную решетку).

Когда расстояние между центрами становится порядка  $\delta/\kappa$ , уже нельзя говорить об отдельных нитях — имеет место нек-рая периодич. структура распределения полей и токов в сверхпроводнике (рис. 6). При дальнейшем увеличении внешнего поля центры перестают сближаться, поле в образце постепенно достигает величины внешнего поля, вся толща образца

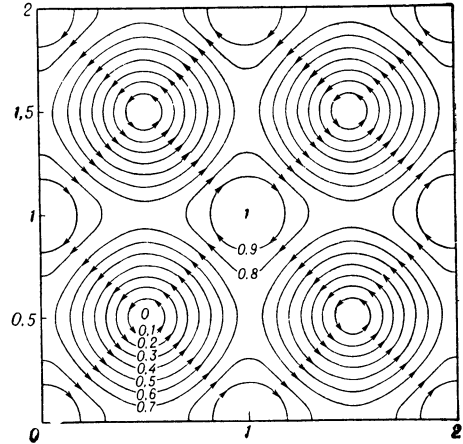


Рис. 6. Картина распределения поля, энергии связи куперовских пар и токов в сверхпроводнике 2-го рода вблизи  $H_{K_2}$ . Цифрами обозначена энергия связи пар (в условных единицах).

переходит в норм. состояние. Это происходит при  $H_{K_2}$  (12). Однако в поверхностном слое толщиной  $\sim \delta/\kappa$  С. остается еще до поля  $H_{K_3} = 1,7 H_{K_2}$ . На опыте критич. поля  $H_{K_2}$  и  $H_{K_3}$  проявляются следующим образом. При поле  $H_{K_2}$  исчезает диамагнитный момент массивного образца, т. е. внешнее поле практически полностью проникает в сверхпроводник. Однако электрич. сопротивление для слабого тока при этом не появляется. Оно возникает только при поле  $H_{K_3}$ .

Теоретич. предел для полей  $H_{K_2}$  и  $H_{K_3}$  можно получить, предположив, что пробег электронов становится порядка межатомных расстояний. Это дает  $\mu H_{K_2} < 1,5 T_K$  (где  $\mu$  — магнетон Бора), т. е. несколько сотен кэ. Конечно, эта оценка неточная, тем более, что при таких полях начинает проявляться действие поля на магнитные моменты электронов, входящих в куперовские пары, к-рое тоже приводит к нарушению С.

Большая величина критич. полей делает сверхпроводники 2-го рода подходящим материалом для изготовления магнитов сверхпроводящих. Критич. поля выше 100 000 э получены на опыте в сплавах Nb — Sn, Nb — Zr, Ti — V и др.

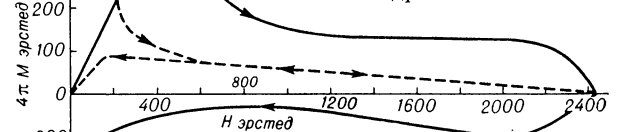


Рис. 7. Кривая намагничивания сплава Pb с 8,23% (весовых) Sn. Сплошная кривая — для образца, подвергнутого холодной прокатке, пунктирная — для того же образца после длительного отжига.

Описанные представления и точные теоретич. ф-лы относятся, строго говоря, только к образцам с достаточно однородным распределением дефектов. Реально сверхпроводящие сплавы обычно обладают значительными неоднородностями.

Это проявляется прежде всего в необратимости кривой для магнитного момента: появляются гистерезис намагничивания и остаточный момент в нулевом поле (рис. 7). Неоднородные сплавы можно гомогенизировать с помощью длительного отжига при высокой темп-ре. При этом гистерезис уменьшается и кривая намагничивания все больше приближается к теоретической. Величина  $H_{K2}$  почти не меняется при отжиге, т. е. на нее мало влияют неоднородности. Поверхностная  $C$  с критич. полем  $H_{K2}$  обычно в технич. сверхпроводящих сплавах отсутствует из-за неоднородности поверхности. Однако длительным отжигом при темп-ре, близкой к плавлению, можно получить образцы, обладающие этим свойством.

**Критические токи.**  $C$  может быть разрушена не только магнитным полем, но и током. Если сверхпроводник включен в цепь и ток в этой цепи превосходит критич. значение  $I_{K1}$ , то у сверхпроводника появляется конечное сопротивление, а следовательно, на нем происходит и падение потенциала. В случае массивного сверхпроводника 1-го рода это происходит, когда магнитное поле, создаваемое током на поверхности сверхпроводника, достигает  $H_K$  (гипотеза Сильсби). Для сверхпроводников 2-го рода вопрос о критич. токах один из наименее изученных. В то же время он представляет большой интерес, т. к. для технич. применений существенна величина не только  $H_K$ , но и  $I_{K1}$ .

Из опытных данных следует, что величина  $I_{K1}$  чрезвычайно чувствительна к неоднородностям.  $I_{K1}$  может отличаться в 20 раз при одном и том же значении  $H_{K2}$ , в зависимости от качества (предыстории) образца. Гомогенизация посредством отжига приводит к уменьшению  $I_{K1}$ . В реальных сплавах  $I_{K1}$  растет при увеличении диаметра  $d$  образца пропорционально  $d^2$ , где  $1 < n < 2$ . Это означает, что ток идет не только в поверхностном слое, как это было бы в идеальном случае, но его значительная часть распространяется по толще сверхпроводника.

Объяснение величины  $I_{K1}$  в реальных образцах, основанное на модели неоднородной структуры в виде нитей с высокими критич. параметрами, распределенных в однородной среде с меньшими критич. параметрами (мендельсоновская губка) дает результаты, качественно согласующиеся с опытом. С другой стороны, можно представить себе, что неоднородности создают потенциальные барьеры для перестройки магнитной структуры образца и тем самым чрезвычайно замедляют ее. Поэтому наблюдающиеся на опыте значения  $I_{K1}$  или остаточного магнитного момента (магнитный момент после размагничивания) не являются стационарными значениями. Эти величины уменьшаются со временем, но столь медленно, что практически их можно считать постоянными.

В однородных сверхпроводниках 2-го рода выполняется гипотеза Сильсби при  $H = H_{K1}$ , т. е.  $C$  разрушается, когда поле тока на поверхности сверхпроводника становится равным  $H_{K1}$ . При одновременном наличии тока и внешнего поля, перпендикулярного току, суммарное поле на поверхности тока не может превышать  $H_{K1}$ .

**Тепловые свойства.** Теплоемкость сверхпроводника, так же как и норм. металла, складывается из электронной  $C_e$  и решеточной  $C_g$  компонент. Для норм. металла при низких темп-рах  $C_n = C_{en} + C_{gn} = \gamma T + A(T/\theta)^3$ , где  $\gamma = p_F^2/3\hbar^3 v_F$  — постоянная Зоммерфельда ( $\sim 10^{-3}$  дж/моль · град),  $\theta$  — дебаевская темп-ра,  $A$  — константа (см. Теплоемкость). При переходе в сверхпроводящее состояние  $C_g$  практически не меняется, а  $C_e$  увеличивается скачком. Теоретические предельные формулы для изотропной модели:



Рис. 8. Зависимость электронной теплоемкости сверхпроводника от темп-ры. Сплошная кривая — теоретическая, экспериментальные точки — для Sn.

$$C_{es}(T)/C_{en}(T_K) \approx 1,35 [\Delta(0)/T]^{3/2} \exp[-\Delta(0)/T] \text{ при } T \ll T_K. \quad (14)$$

$$C_{es}(T)/C_{en}(T_K) \approx 2,43 + 3,77 [(T/T_K) - 1] \text{ при } (T_K - T) \ll T_K.$$

Из ф-лы (14) видно, что при  $T \ll T_K$   $C_{es}$  в основном экспоненциально зависит от темп-ры, а при  $T = T_K$  испытывает скачок от  $2,43 C_{en}(T_K)$  до  $C_{en}(T_K)$  (рис. 8). Из рис. видно, что при низких темп-рах теоретич. ф-ла дает несколько заниженное значение; это — следствие анизотропии  $\Delta$  (см. ниже). При  $T < 0,1 T_K$   $C_{es} \ll C_{gs}$  и в этой области  $C_s$  подобна теплоемкости диэлектрика:  $C_s \sim T^3$ .

Термодинамическое критическое поле  $H_K$  описывается ур-ниями:

$$H_K(0) = 1,41 T_K \sqrt{p_F^2 v_F \hbar^3},$$

$$H_K(T) \approx H_K(0) [1 - 1,06 (T/T_K)^2] \text{ при } T \ll T_K, \quad (15)$$

$$H_K(T) \approx H_K(0) \cdot 1,73 [1 - (T/T_K)] \text{ при } (T_K - T) \ll T_K.$$

Обе предельные ф-лы близки к эмпирич. соотношению  $H_K = H_K(0) [1 - (T/T_K)^2]$ , к-рое хорошо соответствует опыту (рис. 1). Из ф-л (15) видно также, что  $H_K$  пропорционально  $T_K$ , т. е. для  $H_K$  также должен наблюдаться изотопич. эффект (это подтверждается опытом).

Ф-лы (14,15) справедливы для сверхпроводников как 1-го, так и 2-го рода. Введение в решетку малого числа дефектов также практически не меняет термодинамич. величин; относительное изменение параметров  $p_F$ ,  $v_F$ ,  $T_K$  и т. д. пропорционально атомной концентрации дефектов.

Теплопроводность металла  $\kappa$  при переходе в сверхпроводящее состояние при  $H = 0$  не испытывает скачка, т. е.  $\kappa_s = \kappa_n$  при  $T = T_K$ . Зависимость  $\kappa_s(T)$  обуславливается рядом факторов. Свободные электроны металла, с одной стороны, дают свой вклад в  $\kappa$  и можно считать, что  $\kappa = \kappa_e + \kappa_g$ , где  $\kappa_e$  и  $\kappa_g$  — электронные и фоновые теплопроводности; с другой стороны, наличие свободных электронов приводит к дополнительному рассеянию фононов, уменьшающему  $\kappa_g$ .

При понижении температуры сверхпроводника электроны постепенно образуют пары и перестают как переносить тепло, так и рассеивать фононы. Т. о.,  $\kappa_{es} < \kappa_{en}$ , однако  $\kappa_{gs} > \kappa_{gn}$ . Для чистых металлов, где  $\kappa_{en}$  велико, в силу этого  $\kappa_s/\kappa_n < 1$  при всех  $T < T_K$  (рис. 9). При  $T < 0,1 T_K$   $\kappa_s$  подобна теплопроводности диэлектрика. В сплавах, наоборот,  $\kappa_{en}$  мала вследствие рассеяния электронов на примесях, и присутствие свободных электронов вызывает лишь снижение  $\kappa_{gn}$ . Поэтому на значительном интервале темп-р возможно противоположное неравенство  $\kappa_s/\kappa_n > 1$  (рис. 10). Значительная величина отношения  $\kappa_n/\kappa_s$  для чистых металлов при  $T \ll T_K$  используется для управления процессами теплопередачи в низкотемпературных приборах путем разрушения  $C$ . соответствующих дета-

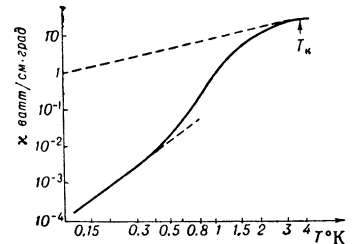


Рис. 9. Зависимость теплопроводности монокристалльного цилиндра диаметром 1,4 мм из чистого олова от темп-ры. Верхняя пунктирная прямая относится к норм. состоянию.

При понижении температуры сверхпроводника электроны постепенно образуют пары и перестают как переносить тепло, так и рассеивать фононы. Т. о.,  $\kappa_{es} < \kappa_{en}$ , однако  $\kappa_{gs} > \kappa_{gn}$ . Для чистых металлов, где  $\kappa_{en}$  велико, в силу этого  $\kappa_s/\kappa_n < 1$  при всех  $T < T_K$  (рис. 9). При  $T < 0,1 T_K$   $\kappa_s$  подобна теплопроводности диэлектрика.

В сплавах, наоборот,  $\kappa_{en}$  мала вследствие рассеяния электронов на примесях, и присутствие свободных электронов вызывает лишь снижение  $\kappa_{gn}$ . Поэтому на значительном интервале темп-р возможно противоположное неравенство  $\kappa_s/\kappa_n > 1$  (рис. 10). Значительная величина отношения  $\kappa_n/\kappa_s$  для чистых металлов при  $T \ll T_K$  используется для управления процессами теплопередачи в низкотемпературных приборах путем разрушения  $C$ . соответствующих дета-

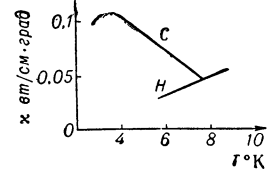


Рис. 10. Зависимость теплопроводности сплава Pb + 10% Bi от темп-ры; C — сверхпроводящее состояние, H — нормальное.

лей прибора внешним магнитным полем (см. *Ключ сверхпроводящий*).

**Квантование магнитного потока.** Если внутри многосвязного образца из сверхпроводника 1-го рода (напр., внутри полого цилиндра, толщина стенок  $k$ -рого  $d \gg \delta$ ) заключен нек-рый магнитный поток  $\Phi$ , то этот поток может иметь лишь дискретные значения:  $\Phi = n(\pi\hbar c/e)$ , где  $n$  — целое число. Поскольку квант магнитного потока невелик ( $\pi\hbar c/e = 2,07 \times 10^{-7}$  гс · см<sup>2</sup>), этот эффект может быть обнаружен лишь на образцах сравнительно малых размеров (диаметр отверстия  $\sim 0,01$  мм) и для больших образцов является несущественным. Наблюдение на опыте теоретич. величины кванта  $\Phi$  явилось подтверждением существования куперовских пар: если бы носителями  $S$  являлись отдельные электроны, кванты  $\Phi$  должны были бы иметь вдвое большую величину ( $2\pi\hbar c/e$ ). Квантованность магнитного потока существенна для сверхпроводников 2-го рода: внешнее поле проникает в них в виде отдельных нитей, каждая из к-рых несет 1 квант потока.

**Туннельный контакт.** Пусть 2 куска металла разделены слоем изолятора толщиной  $\sim 10^{-7}$  см (обычно окисной пленкой на одном из металлов). Благодаря туннельному эффекту электроны переходят из одного металла в другой и между ними устанавливается равновесие (уравниваются их химич. потенциалы в обоих металлах). Если оба металла находятся в норм. состоянии, то при приложении к ним разности потенциалов  $V$  потечет электр. ток  $I = V/R$ , где  $R$  — сопротивление контакта. Если же один из металлов находится в сверхпроводящем состоянии и  $T = 0$ , то ток возникает лишь начиная с величины  $eV = \Delta$ .

В последнем случае равновесие электронов имеет своеобразный характер: куперовские пары со стороны сверхпроводника и 2 «свободных электрона» со стороны норм. металла. В принципе приложение даже малой разности потенциалов сразу же вызовет ток куперовских пар, но сопротивление этому току будет очень большим, т. к. туннельное прохождение через барьер частицы с удвоенным зарядом очень маловероятно. Т. о., для того чтобы куперовская пара могла перейти в норм. металл, она должна разорваться. С другой стороны, если электрон переходит из норм. металла в сверхпроводник, то ему не с чем связаться в пару, т. е. он должен обладать энергией, на величину  $\Delta$  большую энергии электрона, входящего в состав пары. Т. о., для  $T = 0$  при  $eV < \Delta$  ток  $I = 0$ , при  $eV > \Delta$   $I = \sqrt{V^2 - (\Delta/e)^2}/R$ , где  $R$  — сопротивление в нормальном состоянии. Отсюда по порогу для тока непосредственно определяется  $\Delta$ .

Если туннельный контакт состоит из 2 сверхпроводников, то возможны 2 явления, к-рые вместе наз. э ф ф е к т о м Дж о з е ф с о н а. Первое из них заключается в том, что через контакт может течь малый сверхпроводящий ток. Критич. ток для этого случая по порядку величины равен току, к-рый тек бы через контакт, если бы оба металла были бы в норм. состоянии и приложенная разность потенциалов была бы  $\sim \Delta_m/e$ , где  $\Delta_m$  — меньшая из двух величин  $\Delta$ . На этот эффект сильно влияет магнитное поле: для поля, параллельного плоскости контакта, эффект существенно уменьшается при  $H_K \sim \pi\hbar c/e\delta d$ , где  $d$  — длина контакта в направлении, перпендикулярном полю. Для  $d \sim 1$  см  $H_K \sim 0,1$  э.

Второе явление возникает, когда ток через контакт превосходит критич. значение и между двумя сверхпроводниками имеется разность потенциалов. В этом случае появляется переменная составляющая тока с частотой  $\omega = 2eV/\hbar$ . Этот эффект можно пояснить, если представить себе, что 2 сверхпроводника, образующие туннельный контакт, замыкаются нек-рым

проводником, так что получается токовое кольцо. Согласно закону индукции  $(1/c)(d\Phi/dt) = V$ , где  $\Phi$  — поток через кольцо. Отсюда видно, что за период  $2\pi/\omega$  поток через кольцо меняется на 1 квант  $\pi\hbar c/e$ . Т. о., с помощью постоянной разности потенциалов можно генерировать переменный ток. Правда, этот эффект является очень слабым и труднонаблюдаемым. По-видимому, нижний предел частот, к-рый можно получить таким способом, —  $10^{10}$ — $10^{11}$  гц.

**Поведение сверхпроводников в электромагнитном поле высокой частоты.** Переменное электромагнитное поле, так же как и постоянное магнитное, проникает только в поверхностный слой сверхпроводника, возбуждая в нем переменный ток (глубина проникновения зависит, вообще говоря, от частоты излучения). В противоположность нулевому сопротивлению для постоянного тока сопротивление сверхпроводника по отношению к переменному току отлично от нуля. Поэтому в сверхпроводнике происходит поглощение электромагнитной энергии, к-рое при  $T \sim T_K$  практически обнаруживается начиная с частот  $10^8$  гц. При  $T = 0$  поглощение отсутствует вплоть до критич. частоты поля  $\hbar\omega_K = 2\Delta(0)$ , т. к. для поглощения электромагнитного кванта необходимо разорвать куперовскую пару, энергия связи к-рой  $2\Delta(0)$ . По величине  $\omega_K$  были определены энергетич. щели во многих сверхпроводниках. Обычно  $\omega_K \sim 10^{11}$  гц.

В нек-рых случаях вблизи порога поглощения наблюдается немонотонный ход кривой поглощения в зависимости от частоты. Это по-видимому связано с тем, что в процессе поглощения электромагнитного кванта участвуют фононы.

При  $T \neq 0$  возможно поглощение и более низких частот. Оно происходит благодаря наличию неспаренных электронов и пропорционально  $\exp[-\Delta(0)/T]$ . Если частота излучения значительно превосходит  $\Delta(0)/\hbar$  (инфракрасный, оптич. диапазон и более жесткое излучение), то сверхпроводники при любой темп-ре практически не отличаются от норм. металлов (рис. 11).

**Найтовский сдвиг.** Частота ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для одного и того же ядра зависит от того, входит ли это ядро в состав металла или в состав диэлектрика. Сдвиг частоты ЯМР в металле по сравнению с диэлектриком, называемый сдвигом, или смещением Найта, объясняется большой вероятностью пребывания электронов проводимости в месте нахождения ядер. Эти электроны намагничиваются внешним полем, и полное магнитное поле на ядре оказывается несколько большим внешнего поля. Поскольку магнитная восприимчивость норм. металлов практически не зависит от темп-ры, постоянен в них и найтовский сдвиг.

В сверхпроводниках найтовский сдвиг наблюдают в эмульсиях или стопках тонких пленок (размер частиц эмульсии или толщина пленок должны быть гораздо меньше  $\delta$ , чтобы магнитное поле в них было достаточно однородным). Величина сдвига ниже  $T_K$  уменьшается, но даже при  $T = 0$  сохраняет конечное значение, достигающее 75% от нормального. На первый взгляд это противоречит теории С. Действительно, в основном состоянии с наименьшей энергией электроны объединены в куперовские пары, полный электронный спин к-рых равен нулю. Поэтому намагнитить электронную систему можно, лишь разор-

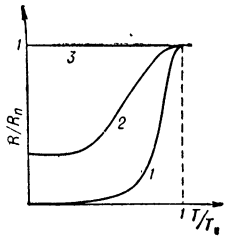


Рис. 11. Зависимость поверхностного сопротивления  $R$  сверхпроводника в переменном электромагнитном поле от темп-ры при различных частотах поля: 1 —  $\hbar\omega = 2,5 kT_K$ , 2 —  $\hbar\omega = 4kT_K$ , 3 — оптич. частоты.

вав пары, но для этого нужна конечная энергия. Отсюда следует, что магнитный момент не может линейно зависеть от внешнего поля, т. е. магнитная восприимчивость равна нулю.

Наиболее убедительное объяснение конечной величины найтовского сдвига в сверхпроводниках при  $T = 0$ , по-видимому, заключается в следующем. В образцах малых размеров электроны испытывают рассеяние от границ образцов и границ кристаллитов (величина  $k$ -рых меньше или порядка размера образцов). Благодаря спин-орбитальному взаимодействию существует нек-рая вероятность того, что при таком рассеянии спин электрона изменит свою ориентацию. Благодаря этому электронная система может намагничиваться в слабом магнитном поле. Следует отметить, что спин-орбитальное рассеяние не приводит к существенному изменению термодинамич. величин (этот эффект оказывается на порядок меньше, чем от обычного рассеяния без поворота спина).

**Сверхпроводники с парамагнитными примесями.** В противоположность обычным немагнитным дефектам кристаллич. решетки примеси парамагнитных атомов (с незамкнутыми внутренними оболочками и отличным от нуля спином) оказывают существенное влияние на термодинамич. величины сверхпроводника. Связано это с тем, что при наличии таких примесей электроны испытывают обменное рассеяние, приводящее к перебору их спина. Благодаря этому сохраняющейся величиной оказывается только суммарный спин электронов и примеси, а электронный спин в отдельности не сохраняется. Это значит, что куперовская пара, помимо своего основного состояния (со спином, равным нулю), с нек-рой вероятностью пребывает и в возбужденном состоянии, что приводит к ослаблению связи.

При очень малой концентрации магнитных примесей изменение  $T_K$  обратно пропорционально длине пробега электронов относительно поворота спина  $l_s$  (т. е. концентрации магнитных атомов):  $(T_K - T)/T \sim \xi_0/l_s$ . Когда концентрация достигает критич. значения, а именно  $l_s \sim \xi_0$  (практически это означает, что атомная концентрация составляет несколько %), то  $T_K$  обращается в нуль. Когда концентрация достигает 0,9 от критической, обращается в нуль энергетич. щель в спектре элементарных возмущений. Это приводит к линейной температурной зависимости электронной теплоемкости. Свойства С. (т. е. отсутствие сопротивления и эффект Мейсснера) при этом, однако, сохраняются. Противоречие с критерием Ландау (см. *Купера эффект и Сверхтекучесть*) является кажущимся, поскольку в присутствии хаотически распределенных примесей этот критерий не годится.

Присутствие малой примеси магнитных атомов в немагнитном металле может привести к появлению т. н. примесного ферромагнетизма. Простая теория показывает, что соответствующая темп-ра Кюри  $\theta$  пропорциональна концентрации магнитных атомов  $n_i$ . Следовательно, кривые  $T_K(n_i)$  и  $\theta(n_i)$  пересекаются. Это пересечение происходит при таких концентрациях, что  $T_K$  еще имеет порядок  $T_K(0)$ . Из опытных данных следует, что в точке пересечения кривая  $T_K(n_i)$  практически не имеет особенности и продолжается в область больших концентраций. По-видимому, это означает возможность сосуществования сверхпроводящей и ферромагнитной фаз. Теория допускает такую возможность при учете дополнительного электронного рассеяния с поворотом спина,  $k$ -рое происходит на немагнитных дефектах благодаря спин-орбитальному воздействию, о  $k$ -ром речь шла выше.

Сверхпроводники малых размеров обладают рядом специфич. особенностей. Это связано с тем, что когда  $k$ -л. размер сверхпроводника  $d$  становится меньше его параметра корреляции  $\xi$ , именно  $d$  начинает играть роль параметра корреляции. Наиболее интересен случай, когда  $d \ll \delta$  (в этом случае сверхпроводники всегда относятся ко 2-му роду). Детальные свойства таких сверхпроводников зависят от соотношения  $\xi$ ,  $l$  и  $d$ . Напр., для  $T = 0$  критич. магнитное поле  $H_{Kd}$  пленки толщиной  $d$ :

$$H_{Kd} = \frac{3}{\pi^{3/2}} \cdot \frac{c\pi\hbar}{l\sqrt{\xi_0}l} \cdot \frac{1}{d} = 2\sqrt{3\pi}H_K \frac{\delta}{d}; \quad (16a)$$

$$\text{при } l \gg d \gg l^2/\xi_0 \quad H_{Kd} = \frac{4}{\pi^{3/2}} \cdot \frac{c\pi\hbar}{l\sqrt{\xi_0}} \cdot \frac{1}{d^{3/2}}; \quad (16b)$$

$$\text{при } d \leq l^2/\xi_0 \quad H_{Kd} = \frac{3}{\pi^2} \cdot \frac{c\pi\hbar}{l} \cdot \frac{l}{\xi_0} \cdot \frac{1}{d^2}, \quad (16в)$$

где длина пробега  $l$  связана с проводимостью в норм. состоянии соотношением  $\sigma = Ne^2l/p_F$ , а  $\delta$  выражается соотношением (10) при  $T = 0$ .

В сверхпроводниках малых размеров при  $T = 0$  существует область  $H < H_{Kd}$ , в  $k$ -рой пропадает энергетич. щель. Для случая (16 а) — это область  $0,95H_{Kd} < H < H_{Kd}$ .

Ток в тонких образцах с  $d \ll \delta$  равномерно распределяется по сечению образца. Т. о., можно говорить о критич. плотности тока  $j_K$ . Напр., для тонкой пластинки тока в случае  $(T_K - T) \ll T_K$ ,  $\xi(T) \gg \xi_1(T) \gg d \gg l$

$$j_K = (\delta/2\pi) (2/3)^{3/2} H_K \delta(T) \text{ ампер/см}^2. \quad (17)$$

Экспериментальное исследование сверхпроводников малых размеров обычно проводится на тонких пленках сверхпроводящего металла, напыленных на подложку из изолятора. Если напыление производится при комнатной темп-ре или пленка после напыления подвергается нагреву до комнатной темп-ры, то  $l \sim d$ . Если же подложка при напылении пленки находилась при гелиевой темп-ре и не отогревалась после напыления, то  $l \sim 10^{-7}$  см. Т. о., из всех случаев в (16) актуальными являются (16 а) и промежуточный метод (16а) и (16 б).

Анизотропия энергетической щели. В теории С. большинство результатов получено для изотропной модели. Реальные же металлы в действительности анизотропны, что проявляется во многих экспериментах. При довольно широких предположениях можно получить обобщение ф-лы (2):

$$\epsilon(\nu) = \sqrt{\Delta(n) + v_F^2(n)[p - p_F(n)]^2}, \quad (18)$$

где  $n$  — единичный вектор по направлению импульса  $p$ ;  $p_F(n)$  и  $v_F(n)$  — радиус-вектор ферми-поверхности и скорость на ней. Величина  $\Delta(n)$  зависит от направления. Согласно эксперимент. данным, изменение  $\Delta(n) \sim 10-20\%$ . В то же время темп-ная зависимость  $\Delta$  одинакова для всех направлений, т. е.  $\Delta(n, T) = f(T)\Delta(n)$ .

Анизотропия  $\Delta(n)$  видна уже при сопоставлении теоретических и экспериментальных данных для теплоемкости. При низких темп-рах  $C_{es}$  пропорциональна  $\exp[-\Delta_{\min}/T]$ , где  $\Delta_{\min}$  — минимальная щель, а по теоретич. кривой (для изотропной модели)  $C_{es} \sim \exp[-\Delta(0)/T]$ , где  $\Delta(0) = 1,76 T_K$  — нек-рая усредненная щель. Поэтому, как правило, теоретич. кривая при  $T \ll T_K$  проходит ниже экспериментальной (рис. 8).

Существуют различные методы более детального определения анизотропии щели. Так, измерение теплопроводности монокристалльных одноосных сверхпроводников дает возможность определить, расположена ли минимальная щель в направлении главной оси или лежит в базисной плоскости. Характер анизотропии щели удается установить и из экспериментов с туннельным контактом, если один из сверхпроводников является монокристаллом.

Наиболее интересные результаты об анизотропии дают эксперименты по поглощению звука. Если частота звука  $\omega < 2\Delta$  — энергии связи пар, то при низких темп-рах поглощение происходит только на возбуждениях, т. е. пропорционально  $\exp[-\Delta(0)/T]$ . Однако надо учесть, что механизм поглощения звука есть обратный эффект Черенкова. Это значит, что звук поглощают только те электроны, у  $k$ -рых проекция скорости  $v$  на направление распространения звука  $k$  совпадает со скоростью звука  $u$ , т. е.  $vk = \omega = ku$ . Но величина скорости электронов в металле  $v \sim 10^8$  см/сек, а скорости звука  $u \sim 10^5$  см/сек; это значит, что  $vk = 0$ , т. е.  $v \perp k$ , иначе говоря, звук поглощается электронами, лежащими на контуре, получающемся при пересечении ферми поверхности плоскостью, перпендикулярной  $k$ . Ввиду этого низкотемпературное поглощение звука определяется минимальным значением щели на этом контуре. Меняя направление распространения звука можно получить довольно детальные сведения о щели.

Анизотропия щели проявляется также в том, что изменение термодинамич. величин при введении в сверхпроводник дефектов больше, чем для изотропной модели. Напр., при  $l \gg \xi_0$  уменьшение  $T_K$  по сравнению с  $T_{K0}$  (для чистого металла)  $(T_K - T_{K0})/T_{K0} \sim (\xi_0/l)[(\Delta - \Delta)^2/\Delta^2]$ , т. е. пропорционально средней квадратичной анизотропии  $\Delta$ .



Сверхпроводящие полупроводники. Из теоретич. соображений следует, что С. может возникнуть не только в металлах, но и в полупроводниках. В таких материалах увеличение концентрации «свободных носителей» сначала, как обычно, приводит к появлению ферми-вырождения. При еще больших концентрациях их электрич. сопротивление, вместо того чтобы плавно возрастать при  $T \rightarrow 0$ , скачком обращается в нуль при какой-то критич. темп-ре  $T_K$ .

Кроме большой концентрации носителей, имеются дополнительные факторы, благоприятствующие С. Это прежде всего большее число максимумов энергии  $\epsilon(k)$  в валентной зоне (для  $p$ -типа) или минимумов в зоне проводимости (для  $n$ -типа) (т. н. *band-gap semiconductor*, многодолинные полупроводники). Дело в том, что наиболее эффективным процессом, дающим электронное притяжение, является обмен коротковолновыми фононами. Изменение импульсов электронов при этом велико. Такие процессы возможны лишь при переходах электронов из окрестности одного экстремума энергии в пространстве квазиимпульса  $k$  в другую. Другим фактором является большая диэлектрич. проницаемость. Она существенно уменьшает кулоновское отталкивание электронов и очень мало влияет на фоновое притяжение при больших импульсах передаваемых фононов. Наконец, С. благоприятствует большой эффективной массе носителей  $m^*$ . При этом скорость  $v_F = p_F/m^*$  уменьшается, что приводит согласно (1) к увеличению  $\Delta$ .

Поиски сверхпроводящих полупроводников, предпринятые в соответствии с этими соображениями, увенчались успехом. Найдены 2 таких материала:  $GeTe$  и  $SrTiO_3$ . В  $GeTe$  обнаружена С. при концентрации дырок, большей  $8,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (дырки вводились созданием вакансий на месте Ge). Максимальная критич. темп-ра  $T_K = 0,3^\circ \text{ K}$  была получена при  $n = 1,5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , с уменьшением  $n$  величина  $T_K$  уменьшалась. В  $SrTiO_3$  С. наблюдалась уже при  $n = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , максимальная достигнутая  $T_K = 0,28^\circ \text{ K}$  при  $n = 3,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

**Практические применения.** Особые свойства сверхпроводников могут иметь широкое практич. применение. Помимо упомянутых выше сверхпроводящего ключа и сверхпроводящих магнитов, известны также *магнитный экран сверхпроводящий, модулятор сверхпроводящий, выпрямитель сверхпроводящий и коммутатор сверхпроводящий*; элементы счетных машин — *криотрон, перистор* и др.; высокочувствительные термометры; *болومتر сверхпроводящий, гальванометр сверхпроводящий, подвес сверхпроводящий* и др.

Лит.: 1) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; 2) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955; 3) Боголюбов Н. Н. [и др.], Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; 4) Бардин Дж., Шриффер Дж., Новое в изучении сверхпроводимости, [пер. с англ.], М., 1962; 5) Липтон Э. А., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1964; 6) Бремер Дж., Сверхпроводящие устройства, пер. с англ., М., 1964; 7) Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1950, т. 20, вып. 12, с. 1064; 8) Абрикосов А. А., там же, 1957, т. 32, вып. 6, с. 1442; 9) Горьков Л. П., там же, 1959, т. 36, вып. 6, с. 1918; 1959, т. 37, вып. 5, с. 1407.

А. А. Абрикосов, Ю. В. Шарвин.

**СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СПЛАВЫ** — см. *Сверхпроводимость, Магниты сверхпроводящие.*

**СВЕРХСВЕТОВАЯ СКОРОСТЬ** — скорость, превышающая скорость света. Согласно *относительности теории*, передача любых сигналов и движение материальных тел не может происходить со скоростью, большей скорости света в вакууме  $c$ . Однако всякий колебат. процесс характеризуется двумя различными скоростями распространения: групповой скоростью  $u_{гр} = d\omega/dk$  и фазовой скоростью  $u_{фаз} = \omega/k$ , где  $\omega$  и  $k$  — частота и волновой вектор волны.  $u_{гр}$  определяет скорость переноса энергии группой волн с близкими частотами. Поэтому, в соответствии с принципом относительности,  $u_{гр}$  любого колебат. процесса не может превышать  $c$ . Напротив,  $u_{фаз}$ ,  $k$ -рая характеризует скорость распространения фазы каждой монохроматич. составляющей этой группы волн, не связана с переносом энергии в волне. Поэтому она может принимать любые значения, в частности и значения большие  $c$ . В последнем случае о ней говорят как о С. с.

Простейший пример С. с. — фазовая скорость распространения электромагнитных волн в волноводах. Действительно, электромагн. волна частоты  $\omega$  распростра-

няется вдоль оси волновода по закону  $\exp[i(k_z z - \omega t)]$ , где  $k_z$  — проекция волнового вектора  $k$  на ось волновода  $z$ . Волновой вектор  $k$  связан с частотой  $\omega$  соотношением  $k^2 = \omega^2/c^2$ , где  $k^2 = k_z^2 + k_{\perp}^2$ , а  $k_{\perp}$  — проекция волнового вектора  $k$  на поперечное сечение волновода  $z = \text{const}$ . Тогда  $u_{фаз}$  волны вдоль оси волновода  $u_{фаз} = \omega/k_z = c/\sqrt{1 - c^2 k_{\perp}^2/\omega^2}$  будет больше  $c$ , а  $u_{гр} = d\omega/dk_z = c\sqrt{1 - c^2 k_{\perp}^2/\omega^2}$  — меньше  $c$ .

Приведем еще один пример существования С. с. Если вращать электронный пучок с помощью соответствующей электронной пушки вокруг нек-рой оси с угловой скоростью  $\Omega$ , то линейная скорость пятна от пучка электронов  $u = \Omega R$  на достаточно больших расстояниях  $R$  от оси может стать больше скорости света. Однако перемещение электронного «пятна» от пушки по окружности радиуса  $R_0$  со скоростью  $u = \Omega R_0 > c$  эквивалентно перемещению в пространстве фазы пучка. Энергия пучка при этом переносится в радиальном направлении и скорость переноса не может стать больше  $c$ .

При распространении сигнала в среде с показателем преломления  $n$  волновой вектор  $k$  электромагнитной волны и ее частота удовлетворяют соотношению  $k^2 = (\omega^2/c^2)n^2$ . В этом случае  $u_{фаз} = c/n$ . Для среды с  $n < 1$   $u_{фаз} > c$ . Пример такой среды — полностью ионизованная плазма, у которой  $n^2 = 1 - 4\pi e^2 N/m\omega^2$ , где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона, а  $N$  — плотность электронов в плазме. В среде с  $n > 1$   $u_{фаз} = c/n < c$ . Однако в этом случае возможно реальное движение материальных частиц со скоростью  $v$ , большей скорости света в среде (т. е.  $v > c/n$ ). Движение заряженных частиц с такой скоростью ( $v > c/n$ , но  $v < c$ !) приводит к возникновению *Черенкова излучения*.

Лит.: 1) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 2) Зоммерфельд А., Оптика, пер. с англ., М., 1953. С. Н. Столяров.

**СВЕРХСТРУКТУРА** — структура, соответствующая дальнему порядку в расположении атомов разного сорта в *твердых растворах* замещения. С. образуется в результате процесса *упорядочения* в сплавах. Образование С. сопровождается появлением на рентгенограммах дополнительных «сверхструктурных» отражений. Интенсивность этих отражений зависит от соотношения атомных факторов рассеяния компонент. Когда атомы компонент имеют мало отличающиеся порядковые номера в таблице Менделеева (Fe и Ni, Cu и Zn), их атомные факторы рассеяния близки и интенсивность сверхструктурных отражений слаба. В этом случае для обнаружения С. пользуются нейтронографией или спец. методами рентгеновского анализа.

Тип кристаллич. решетки при образовании С. остается без изменения ( $Cu_3Au$ ,  $\beta-CuZn$ ) или слегка искажается (тетрагональность  $CuAu$ , ромбоэдричность  $CuPt$ ).

Лит.: Барретт Ч., Структура металлов, [пер. с англ.], М., 1948. И. Л. Анткер.

**СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — модель ядра, учитывающая парную корреляцию нуклонов вблизи *Ферми поверхности* и применяющая математич. методы теории *сверхпроводимости*. С. м. я. — дальнейшее развитие *оболочечной модели ядра*.

Изучение свойств ядра и прежде всего спектров возбуждения показывает, что простая оболочечная модель, не учитывающая взаимодействие между нуклонами (одночастичная модель), не может объяснить наблюдаемые экспериментальные факты. Действительно, энергия возбуждения первых одночастичных уровней в средних и тяжелых четно-четных ядрах порядка  $1-2 \text{ Мэв}$ , а в соседних нечетных — порядка  $0,1-0,2 \text{ Мэв}$ . Это указывает на наличие щели в спек-

тре четных ядер и может быть связано только с взаимодействием нуклонов. Разность масс четных и нечетных ядер также указывает на присутствие в ядре эффекта спаривания нуклонов. Ядерные моменты инерции в 2—2,5 раза меньше моментов инерции, получаемых из расчетов по модели не взаимодействующих частиц. Сферич. форма ядерного потенциала около магич. ядер и коллективные возбуждения в них также не могут быть поняты в модели не взаимодействующих частиц. Для объяснения всех этих фактов необходимо учесть взаимодействие между нуклонами. Однако о взаимодействии между нуклонами в ядре известно мало (и оно, по-видимому, отличается от взаимодействия между свободными нуклонами). Поэтому обычно эмпирически подбирают нек-рые виды «эффективных» взаимодействий, к-рые лучше всего соответствуют экспериментальным данным.

Потенциал двухчастичного взаимодействия  $V(r_1, r_2)$  можно разложить по сферич. гармоникам  $Y_{lm}$ :

$$V(r_1, r_2) = \sum_l V_l(r_1, r_2) Y_{10}(\theta_{12}) = \\ = \sum_l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} V_l(r_1, r_2) \sum_m Y_{lm}(\theta_1, \varphi_1) Y_{lm}^*(\theta_2, \varphi_2),$$

где  $r_i(r_i, \theta_i, \varphi_i)$  — координаты частицы,  $\theta_{12}$  — угол между  $r_1$  и  $r_2$ . Член с  $l=0$  определяет в основном сферически-симметричную часть *самосогласованного поля*; член с  $l=1$  — смещение центра тяжести ядра, а члены с  $l=2$  и  $3$  — квадрупольные и октупольные колебания ядер (см. *Обобщенная модель ядра*). Высокие гармоники в разложении  $V$  дают «короткодействующую» часть ядерных сил, к-рая приводит к эффектам парной корреляции. Эта часть ядерных сил очень важна и может быть учтена методами, разработанными в теории сверхпроводимости.

В 1956 г. Л. Купер показал, что в системах ферми-частиц при сколь угодно малом притяжении образуются связанные пары частиц. Поскольку образование пар энергетически выгодно, это приводит к изменению основного состояния системы (к перестройке ферми-поверхности). Новое основное состояние системы будет лежать ниже на энергию связи пар. Т. к. для возбуждения такой системы необходимо разорвать хотя бы одну пару, то в энергетич. спектре возникает щель. Эта физич. идея легла в основу объяснения явления *сверхтекучести* и *сверхпроводимости* в металлах (см. *Купера эффект*).

Поскольку атомное ядро также представляет собой ферми-систему с сильным взаимодействием между частицами, то можно думать, что и в нем аналогичное явление имеет место [1]. Тогда отмеченные выше трудности легко могут быть объяснены. Однако размер пары в атомном ядре оказывается порядка радиуса ядра или даже больше его. Поэтому точнее говорить не о связанных парах нуклонов, а об эффекте парной корреляции. Влияние парной корреляции на коллективные свойства ядра исследовалось в работах Беляева [2, 3] и Мигдала [4], на одночастичные и двух-квaziчастичные спектры — в работах Соловьева [5] и мн. др.

Чтобы представить себе, к чему приводит парная корреляция, рассмотрим деформированное ядро. В этом случае энергетич. уровни расщеплены по проекции момента, и остается только двухкратное вырождение уровней по направлению проекции момента на ось симметрии ядра. В отсутствие взаимодействия все состояния в ядре заполнены до поверхности Ферми  $\epsilon_0$  с весом 1, а состояния с энергией  $\epsilon_\lambda > \epsilon_0$  свободны (рис. 1, а). Такое заполнение соответствует нормальному состоянию ядра. Энергия возбуждения системы равна разности энергий одночастичных состояний, между к-рыми переходит частица, и в пре-

деле большой системы не имеет щели. Парная корреляция приводит к размыванию распределения частиц (рис. 1, б); это заполнение соответствует сверхтекучему состоянию. Эффективная ширина размытия *Заполнение*

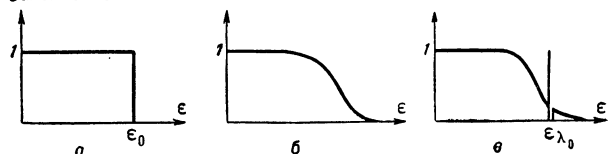


Рис. 1. Зависимость заполнения состояния в ферми-системах от энергии  $\epsilon$ : а — без взаимодействия; б — с учетом парной корреляции в четной системе; в — с учетом парной корреляции в нечетной системе (для простоты пренебрежено дискретностью уровней).

порядка величины  $2\Delta$  — энергии связи пары. Она приближенно равна разности масс четных и нечетных ядер

$$2P_N = 2E(N-1, Z) - E(N, Z) - E(N-2, Z),$$

где  $E(N, Z)$  — масса ядра с  $N$  нейтронами и  $Z$  протонами. Энергия возбуждения в этом случае определяется не только одночастичными энергиями состояний, между к-рыми происходит переход, но и энергией связи (или точнее корреляции) пары  $2\Delta$ . Т. о., энергия возбуждения системы будет начинаться с нек-рого минимального, но не нулевого значения.

Т. к. нейтронно-протонной парной корреляции в средних и тяжелых ядрах не существует (из-за большой разности в положении поверхностей Ферми, отсчитываемых от дна ядерных потенциальных ям, для протонов и нейтронов), то в первом приближении нейтроны и протоны рассматривают как независимые системы. Экспериментальные значения энергии спаривания  $P_N$  и  $P_Z$  приведены на рис. 2 [6].

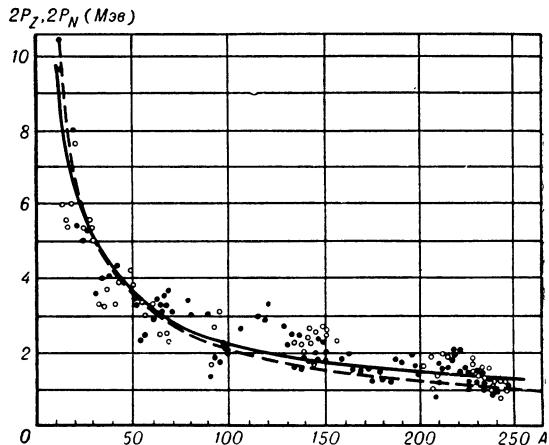


Рис. 2. Экспериментальные значения энергий спаривания  $2P_N$  (зачерненные кружки) и  $2P_Z$  (светлые кружки). Сплошная и пунктирная кривые проведены по экспериментальным точкам (усредненным значениям  $P$ ) и пропорциональны соответственно  $A^{-2/3}$  и  $A^{-4/3}$ .

Парная корреляция в ядре учитывается с помощью либо *канонического преобразования* Боголюбова [2, 5], либо метода *Грина функций* [4, 7]. В первом методе рассматривается гамильтониан

$$H = \sum_\lambda \epsilon_\lambda a_\lambda^+ a_\lambda - G \sum_{\lambda, \nu} a_\lambda^+ a_\lambda^+ a_\nu^- a_\nu, \quad (1)$$

где  $\epsilon_\lambda$  — энергия частиц в самосогласованном потенциале, отсчитанная от *химического потенциала*  $\mu$ ,  $G$  — константа спаривательного взаимодействия,  $a_\lambda^+$

$a_\lambda$  — операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии  $\lambda$ . Спаривание нуклонов учитывается введением операторов квазичастиц  $\alpha_\lambda$  с помощью канонич. преобразования Боголюбова

$$a_\lambda = u_\lambda \alpha_\lambda + v_\lambda \alpha_\lambda^\dagger, \quad a_{\tilde{\lambda}} = u_\lambda \alpha_{\tilde{\lambda}} - v_\lambda \alpha_\lambda^\dagger, \quad (2)$$

$$\alpha_\lambda = u_\lambda a_\lambda - v_\lambda a_{\tilde{\lambda}}^\dagger, \quad \alpha_{\tilde{\lambda}} = u_\lambda a_{\tilde{\lambda}} + v_\lambda a_\lambda^\dagger, \quad (2')$$

где  $u_\lambda, v_\lambda$  — вещественные ф-ции, удовлетворяющие соотношению  $u_\lambda^2 + v_\lambda^2 = 1$ , а индекс  $\tilde{\lambda}$  означает состояние, сопряженное по времени относительно состояния  $\lambda$  и имеющее ту же энергию (сопряженные состояния отличаются знаком проекции момента количества движения). Такое определение не зависит от конкретного выбора квантовых чисел, характеризующих состояние  $\lambda$ , и применимо как к сферическим, так и к деформированным ядрам. Из ф-лы (2') видно, что квазичастица является суперпозицией частицы и дырки, находящихся в сопряженных состояниях. В первом приближении взаимодействием квазичастиц можно пренебречь. Коэффициенты  $u_\lambda$  и  $v_\lambda$  определяются тогда из условия минимума энергии для основного состояния и имеют вид:

$$u_\lambda^2 = 1/2 (1 + \varepsilon_\lambda/E_\lambda), \quad v_\lambda^2 = 1/2 (1 - \varepsilon_\lambda/E_\lambda),$$

где  $E_\lambda = \sqrt{\varepsilon_\lambda^2 + \Delta^2}$  — энергия квазичастичного возбуждения. Величина  $\Delta$  определяется из ур-ния

$$1 = G \sum_\lambda \frac{1}{2E_\lambda} \quad (3)$$

(константа спаривательного взаимодействия  $G = \gamma/A$ , где величина  $\gamma$  логарифмически зависит от числа суммируемых уровней в ф-ле (3),  $A$  — массовое число). Тогда гамилтониан системы принимает вид:

$$H = u_0 + \sum_\lambda E_\lambda (\alpha_\lambda^\dagger \alpha_\lambda + \alpha_{\tilde{\lambda}}^\dagger \alpha_{\tilde{\lambda}}), \quad (1')$$

где  $u_0$  — константа, равная разности энергий нормального и сверхтекучего состояния ядра. Хим. потенциал находится из условия сохранения среднего числа частиц в системе. Волновая ф-ция основного состояния четного ядра имеет вид:

$$\Psi_{\text{четн}} = \prod_\lambda (u_\lambda + v_\lambda \alpha_\lambda^\dagger \alpha_{\tilde{\lambda}}^\dagger) | \Phi_0 \rangle, \quad (4)$$

где  $\Phi_0$  — волновая ф-ция вакуума не взаимодействующих частиц (т. е.  $a_\lambda \Phi_0 = 0$ ). Чтобы возбудить четную систему, необходимо разорвать хотя бы одну пару частиц. Поэтому возбуждения в четной системе представляют собой рождение пар квазичастиц. Их волновые ф-ции могут быть представлены в виде:

$$\alpha_{\lambda_1}^\dagger \alpha_{\lambda_2}^\dagger | \Psi_{\text{четн}} \rangle, \quad \alpha_{\lambda_1}^\dagger \alpha_{\lambda_2}^\dagger | \Psi_{\text{четн}} \rangle, \quad \alpha_{\lambda_1}^\dagger \alpha_{\lambda_2}^\dagger | \Psi_{\text{четн}} \rangle, \\ \alpha_{\lambda_1}^\dagger \alpha_{\lambda_2}^\dagger \alpha_{\lambda_3}^\dagger \alpha_{\lambda_4}^\dagger | \Psi_{\text{четн}} \rangle, \dots \quad (4')$$

Энергия возбуждения двухквазичастичного состояния будет равна сумме энергий квазичастиц:

$$E_{12} = E_{\lambda_1} + E_{\lambda_2} = \sqrt{\varepsilon_{\lambda_1}^2 + \Delta^2} + \sqrt{\varepsilon_{\lambda_2}^2 + \Delta^2}. \quad (5)$$

Наименьшая энергия возбуждения, когда  $\varepsilon_{\lambda_1}$  и  $\varepsilon_{\lambda_2}$  лежат на поверхности Ферми и, следовательно,  $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2} = 0$ , равна  $2\Delta$ . Т. о., в спектре четно-четных ядер появляется щель, выше к-рой будет находиться большое количество квазичастичных возбуждений, соответствующих различным комбинациям  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Волновую ф-цию нечетного ядра можно представить как основное состояние четно-четного ядра с одной квазичастицей в состоянии  $\lambda_0$ :

$$\Psi_{\text{нечетн}} = \alpha_{\lambda_0}^\dagger \Psi_{\text{четн}} = \prod_{\lambda \neq \lambda_0} (u_\lambda + v_\lambda \alpha_\lambda^\dagger \alpha_{\tilde{\lambda}}^\dagger) \alpha_{\lambda_0}^\dagger | \Phi_0 \rangle. \quad (6)$$

Схема заполнения состояний в нечетной системе приведена на рис. 1, в. При этом состояние  $\lambda_0$  заполнено, а состояние  $\tilde{\lambda}_0$  — свободно. Ур-ние для  $\Delta$  в нечетном ядре имеет вид:

$$1 = G \sum_{\lambda \neq \lambda_0} \frac{1}{2E_\lambda}. \quad (7)$$

Спектр возбуждений нечетных ядер при малых энергиях связан с переходом нечетной квазичастицы из одного состояния в другое и равен

$$E_{\lambda_i} - E_{\lambda_0} = \sqrt{\varepsilon_{\lambda_i}^2 + \Delta^2} - \sqrt{\varepsilon_{\lambda_0}^2 + \Delta^2}. \quad (8)$$

Из ф-лы (8) следует, что вблизи поверхности Ферми, когда  $\varepsilon_\lambda \sim \varepsilon_0/A \sim 0,3-0,2$  Мэв, будут уровни с очень малыми энергиями возбуждений  $\varepsilon_\lambda/A^{1/3}$  (т. к.  $\Delta \sim \varepsilon_0/A^{2/3}$ ). Это приводит к некому увеличению плотности уровней в нечетных ядрах по сравнению с одночастичной оценкой. При более высоких энергиях в нечетном ядре будут возникать и трехквазичастичные возбуждения, связанные с дополнит. рождением двух квазичастиц.

В бесконечной системе влияние неск. возбужденных квазичастиц на величину  $\Delta$  и положение хим. потенциала мало. Однако из-за конечности атомного ядра эти поправки становятся существенными. Когда квазичастица находится в состоянии  $\lambda$ , то состояния  $\lambda$  и  $\tilde{\lambda}$  уже не могут быть заняты парой из-за принципа Паули. Этот эффект, называемый блокировкой, приводит к изменению  $\Delta$  и хим. потенциала по сравнению с  $\Delta$  и  $\mu$  в состояниях, когда квазичастица отсутствует или занимает др. уровни в системе. В частности, в нечетных ядрах, где нечетная частица занимает состояние вблизи поверхности Ферми, величина  $\Delta_{\text{нечетн}}$  всегда меньше  $\Delta_{\text{четн}}$  соседних четно-четных ядер. Этот же эффект приводит к существенному увеличению моментов инерции нечетных ядер по сравнению с моментами инерции соседних четных [7].

С помощью волновых ф-ций (4), (4'), (6) можно вычислить поправки к вероятностям  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов, связанные с парной корреляцией нуклонов. Вероятности  $\beta$ -переходов были подробно рассмотрены Соловьевым [5]; получено вполне удовлетворительное согласие теоретич. расчетов с экспериментом. Вероятности электромагнитных переходов мультипольности  $L$  при  $\Omega_1 - \Omega_2 \leq L \leq \Omega_1 + \Omega_2$  (где  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — проекция моментов количества движения на ось симметрии ядра) будут изменяться в  $R_\gamma$  раз [8]:

$$R_\gamma = M_{\lambda_1, \lambda_2} \prod_{\lambda \neq \lambda_1, \lambda_2} (u_\lambda u'_\lambda + v_\lambda v'_\lambda)^2, \quad (9)$$

где  $M_{\lambda_1, \lambda_2} = (u_1 u_2 \mp v_1 v_2)^2$  — для переходов с сохранением числа квазичастиц,  $M_{\lambda_1, \lambda_2} = (u_1 v_2 \pm u_2 v_1)^2$  — для переходов с изменением числа квазичастиц на 2 (верхний знак относится к переходам электрич. типа, нижний — магнитного типа). Вообще говоря,  $u_\lambda \neq u'_\lambda, v_\lambda \neq v'_\lambda$ , т. к.  $\Delta$  и  $\mu$  различны для состояний, между к-рыми происходит переход. В ряде случаев, особенно для переходов вблизи поверхности Ферми, учет парной корреляции существенно изменяет величину вероятности  $\gamma$ -перехода.

Описанные выше эффекты имеют место и в сферич. ядрах. Однако количеств. анализ эффектов сверхтекучести несколько усложняется наличием оболочечной структуры в этих ядрах.

Выше описано влияние парной корреляции на одно- и двухквазичастичные свойства ядра. Однако учет парной корреляции весьма существенен и для понимания природы коллективных возбуждений в ядре. Парная корреляция нуклонов обуславливает сферичность атомных ядер и приводит к появлению низколежащих квадрупольных колебаний около сферич. равновесной формы. Величины моментов инерции атомных ядер также хорошо объясняются при учете спаривания. О природе и свойствах коллективных возбуждений в С. м. я. см. *Обобщенная модель ядра*.

Т. о., С. м. я. позволила объяснить ряд качественных особенностей в спектрах и вероятностях пере-

ходов, а количеств. расчеты с учетом парной корреляции находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Лит.: 1) Bohr A., Mottelson B. R., Pines D., «Phys. Rev.», 1958, v. 110, № 4, p. 936; 2) Belyaev S. T., «Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.», 1959, bd 31, № 11; 3) Belyaev S. T., в кн.: Selected topics in nuclear theory, Vienna, 1963, p. 291; 4) Мигдал А. Б., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 1 (7), с. 249; 5) Soloviev V. G., в кн.: Selected topics in nuclear theory, Vienna, 1963, p. 233; 6) Немировский П. Э., Современные модели атомного ядра, М., 1960; 7) Гринь Ю. Т., Дроздов С. И., Заречкин Д. Ф., «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 4, с. 1297; 8) Гринь Ю. Т., там же, 1960, т. 39, вып. 1, с. 138. Ю. Т. Гринь.

**СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ** — свойство жидкого гелия при темп-ре ниже 2,17° К протекать без трения через узкие капилляры, щели и т. д. Открыта П. Л. Капицей в 1938 г. (см. *Гелий*). С. — существенно квантовый эффект; ее нельзя объяснить, исходя из классич. представлений, согласно к-рым любая жидкость должна иметь конечную вязкость.

Качественное объяснение явления С. впервые дал Л. Д. Ландау (в 1941 г.), исходя из феноменологич. представлений о характере энергетич. спектра *квантовой жидкости*. Слабовозбужденные состояния макроскопич. системы могут быть представлены как совокупность элементарных возбуждений — *квазичастиц*, характеризуемых импульсом  $p$  и энергией  $\epsilon_p$ . В квантовых системах со спектром квазичастиц, удовлетворяющим условию  $\min(\epsilon_p/p) \neq 0$ , при скоростях течения, меньших критич. скорости

$$v_k = \min(\epsilon_p/p) \neq 0, \quad (1)$$

не могут возникнуть новые элементарные возбуждения и, следовательно, такие системы будут обладать С. (подробнее см. *Гелий*). Условие (1) наз. критерием Ландау.

Критич. скорость, вычисленная по ф-ле (1) на основе экспериментально определенного спектра элементарных возбуждений HeII,  $v_k = 6 \cdot 10^3$  см/сек. Экспериментально наблюдаемые критич. скорости составляют менее 1% этой величины. Поэтому (1) может рассматриваться лишь как необходимое условие С. Механизм разрушения С. еще недостаточно изучен как теоретически, так и экспериментально. В наст. время малые величины критич. скоростей связывают с образованием возбуждений типа вихревых колец. Подробнее см. *Критические явления* (в гелии), *Вихрь в гелии II*.

Последовательное квантовомеханич. теоретич. рассмотрение реального HeII как системы взаимодействующих Бозе частиц (атомы He, обладая целым спином, подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна) чрезвычайно сложно и до сих пор не выполнено. В случае слабого взаимодействия между частицами такое рассмотрение было впервые проведено Н. Н. Боголюбовым (в 1947 г.) (см. *Бозе газ*). Оказалось, что элементарные возбуждения в системе слабовзаимодействующих Бозе частиц имеют квазичастичный характер со спектром

$$\epsilon_p = \sqrt{(p^2/m) \rho_0 v(p) + p^4/4m^2}, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  — плотность частиц в состоянии  $p = 0$ ,  $v(p)$  — фурье-компонента потенциала парного взаимодействия между частицами,  $m$  — масса атома. При этом предполагается, что во взаимодействии преобладает отталкивание, так что  $v(0) > 0$ .

При малых импульсах  $p$  спектр возбуждений (2), как и спектр HeII, имеет фоновый характер  $\epsilon_p = cr$ , где скорость звука  $c = \sqrt{\rho_0 v(0)/m}$ . Легко видеть, что для спектра (2) выполняется условие (1). Т. о., слабоеидеальный Бозе газ, так же как и реальный HeII, обладает С. и найденный для него спектр возбуждений (2) во многом отражает свойства спектра возбуждений в HeII.

При теоретич. рассмотрении системы слабо взаимодействующих Бозе частиц чрезвычайно важную роль

играет *Бозе—Эйнштейна конденсация*. Ввиду того что в состоянии с  $p = 0$  находится конечная часть  $N_0$  полного числа частиц  $N$ , приходится учитывать в 1-ю очередь взаимодействия частиц с равными и противоположно направленными импульсами. Близость температуры конденсации идеального Бозе газа с массой частиц, равной массе атома He ( $T_c = 3,14^\circ \text{K}$ ), к действит. темп-ре перехода в сверхтекучее состояние ( $T_\lambda = 2,17^\circ \text{K}$ ) позволяет считать, что появление С. в HeII связано с появлением конденсата. Согласно совр. представлениям, в жидком HeII при  $0^\circ \text{K}$   $N_0 \approx 8\% N$ .

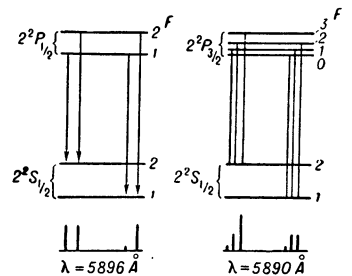
Представления и методы, разработанные в теории С. Бозе систем, оказали большое влияние на последующее развитие квантовой теории многих тел, в частности на построение теории *сверхпроводимости*. Поведение электронов в металле при темп-рах ниже темп-ры перехода в сверхпроводящее состояние во многом напоминает поведение Бозе частиц ниже темп-ры перехода в сверхтекучее состояние. Так, электроны благодаря взаимодействию с колебаниями кристаллич. решетки связываются в пары с суммарными импульсами и спинами, равными нулю; число таких пар велико, т. е. они образуют бозе-конденсат. Спектр элементарных возбуждений электронов в металле в сверхпроводящем состоянии отделен от основного состояния щелью и удовлетворяет условию (1), что дает возможность говорить о сверхпроводимости как о С. системы взаимодействующих Ферми частиц.

Идеи, развитые в теории сверхпроводимости, в свою очередь нашли применение в теории атомных ядер, также являющихся системой взаимодействующих Ферми частиц. Многие свойства атомных ядер, напр. спектр возбужденных состояний, момент инерции и плотность уровней, могут быть удовлетворительно описаны с помощью модели свободных Ферми частиц с нек-рым остаточным взаимодействием. При этом чрезвычайно важен учет парных корреляций сверхпроводящего типа. В связи с этим можно также ввести понятие С. ядер (см. *Сверхтекучая модель ядра*).

Лит.: 1) Капица П. Л., «ДАН СССР», 1938, т. 18, № 1, с. 21; 2) Ландау Л., «ЖЭТФ», 1941, т. 11, вып. 6, с. 592; 1944, т. 14, вып. 3—4, с. 412; «J. Phys.», 1947, v. 11, № 1, p. 91; 3) Боголюбов Н. Н., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1947, т. 11, № 1; его же, Лекции в квантовой статистике, Киев, 1949; 4) Кеезом В., Гелий, пер. с англ., М., 1949; 5) A t k i n s K. R., Liquid helium, Camb., 1959; 6) Боголюбов Н. Н. [и др.], Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; 7) Солovieв В. Г., Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, М., 1963; 8) Progress in low temperature physics, ed. C. J. Gorter, v. 1—3, Amst., 1955—61.

С. В. Иорданский, Ю. А. Церковников.

**СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА** спектральных линий обусловлена сверхтонким расщеплением уровней, между к-рыми совершается переход. Кроме того, уровни энергии двух изотопов сдвинуты друг относительно друга (*изотопическое смещение*); различные изотопы могут иметь различные магнитные и квадрупольные моменты ядер, а следовательно, разное сверхтонкое расщепление. Естественная смесь изотопов дает наложение линий. Разделение изотопич. смещения и сверхтонкого расщепления, обусловленного взаимодействием электрона с ядерными мультипольными моментами, возможно однозначно при раз-



Сверхтонкая структура резонансного дублета Na A ( $2S_{1/2}$ ) = 0,02955 см<sup>-1</sup>. Расщепления уровней  $2^2P_{1/2}$  и  $2^2P_{3/2}$  малы и показаны в увеличенном масштабе.

деления изотопов и при исследовании *Зеемана явления*. Интенсивности компонент С. с. подчиняются правилу, аналогичному случаю тонкого расщепления, т. е. сумма интенсивностей компонент, начинающихся или кончающихся на одном подуровне  $F$ , пропорциональна  $2F + 1$ .

Лит. см. при ст. *Сверхтонкое расщепление*. И. В. Тютин.

**СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ** — разделение энергетич. уровней электронов в атоме, молекуле или кристалле на неск. подуровней, вызываемое взаимодействием магнитного момента ядра с создаваемым электронами магнитным полем, и квадрупольного момента ядра с электр. полем электронов. Оно прибр. в  $10^3$  раза меньше тонкого расщепления и порядка  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  см $^{-1}$ .

Энергетич. уровень, вычисленный в пренебрежении С. р., расщепляется при его учете на неск. компонент, число  $k$ -рых определяется числом возможных взаимных ориентаций спина ядра  $I$  и момента электронов  $J$ , и равно  $2I + 1$ , если  $J \geq I$ , и  $2J + 1$ , если  $I > J$ . С. р., обусловленное наличием у ядра магнитного момента:  $\Delta E_F^M = (A/2) \{F(F + 1) - J(J + 1) - I(I + 1)\}$ , где  $F = I + J$  — полный момент системы,  $A$  — константа, зависящая от структуры электронных оболочек атома. Для водородоподобных атомов (H, He $^+$ , Li $^{2+}$  и т. д.)  $A = [R\alpha^2 Z^3/n^3 (l + 1/2) J(J + 1)] \times \times (m_e/m_p) g_I$ , где  $R$  — *Ридберга постоянная*,  $a$  — *тонкой структуры постоянная*,  $Z$  — заряд ядра,  $m_e$  и  $m_p$  — массы электрона и протона,  $n$  и  $l$  — главное и орбитальное квантовые числа,  $g_I$  — *ядерный Ланде множитель*. В общем случае вычисление  $A$  затруднительно.

С. р., аналогично тонкому или мультиплетному расщеплению, подчиняется правилу интервалов Ланде:  $\Delta E_F - \Delta E_{F-1} = AF$ , и так же как и в случае тонкого расщепления, «центр тяжести» сверхтонкой структуры уровня не смещается:  $\sum_F (2F + 1) \Delta E_F = 0$ .

В магнитном поле на компонентах С. р. наблюдается *Зеемана явление*. Если  $\mu_B H \ll A$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора, то каждый уровень С. р. расщепляется на  $2F + 1$  подуровней  $\Delta E_{m_F} = g_j \{ [F(F + 1) + J(J + 1) - I(I + 1)]/2F(F + 1) \} m_F \mu_B H$ , где  $g_j$  — *Ланде множитель*. Если  $\mu_B H \gg A$ , то при полях  $\sim 5 - 10 \cdot 10^3$  каждый уровень тонкой структуры расщепляется на неск. компонент с  $\Delta E_{m_j m_I} = g_j \mu_B m_j + A m_j m_I$ , т. е. уровень тонкой структуры расщепляется на  $2J + 1$  подуровней, каждый из  $k$ -рых испытывает С. р. на  $2F + 1$  компонент. В этом случае на компонентах сверхтонкой структуры спектральных линий наблюдается явление Пашена — Бака.

При учете квадрупольного взаимодействия,  $k$ -рое существует только у неферрич. ядер со спином  $I \geq 1$ , выражение для С. р. имеет вид  $\Delta E_F^{FB} = AC/2 + + BC(C + 1)$ , где  $C = F(F + 1) - J(J + 1) - - I(I + 1)$ . Расщепление уровней в этом случае более сложно, в частности, «центр тяжести» смещается, не выполняется правило интервалов Ланде. Постоянная квадрупольного взаимодействия  $B$  обычно гораздо меньше  $A$ . Между компонентами сверхтонкой структуры одного уровня запрещены дипольные переходы из-за правил отбора по четности. Разрешены магнитно-дипольные переходы (дополнит. правила отбора  $\Delta F = 0, \pm 1$ ;  $F + F' \geq 1$ ) и квадрупольные переходы ( $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$ ;  $F + F' \geq 2$ ).

У молекулы обычно полный момент электронов  $J = 0$ , поэтому С. р. обусловлено взаимодействием электронов с квадрупольным моментом ядра. Наличие высших мультипольных моментов ядра в принципе

также сказывается на величине С. р., однако эта добавка очень мала и вопрос о роли высших мультипольных моментов в С. р. изучен очень мало.

С. р. изучается методами ядерного и квадрупольного магнитного резонансов, а также с помощью спектрографов высокой разрешающей способности, радиоспектрографов, интерферометров Фабри-Перо, дифракционных решеток и т. д. Изучение С. р. имеет большое значение, т. к. позволяет получить сведения о магнитном моменте ядра, а также о его форме и структуре.

Лит.: 1) Копферман Г., Ядерные моменты, пер. с нем., М., 1960; 2) Соколов И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1963. И. В. Тютин.

**СВЕТ** — *электромагнитные волны* с частотами, воспринимаемыми человеческим глазом, т. е. с длинами волн приблизительно от 400 до 750 нм (см. *Видности кривая*, *Зрение*). Обычно, кроме видимой области, в понятие С. включают примыкающие широкие области спектра электромагнитных волн — инфракрасную и ультрафиолетовую, изучаемые оптич. методами (см. *Оптика*). Область спектра, включаемая в понятие С., не имеет строгих границ и принципиальных отличий от др. областей спектра электромагнитных волн, однако именно в диапазоне оптич. частот начинает существенно проявляться квантовый характер электромагнитного излучения (см. *Фотон*, *Фотоэлектрические явления*, *Фотохимия*, *Люминесценция*, *Комптона явление* и др.). О методах наблюдения интерференции, дифракции, поляризации и др. явлений, свойственных С. как волновому процессу, см. соответствующие статьи. В соответствии с двойственной корпускулярно-волновой природой С. существуют волновой и квантовый аспекты теории С. (см. *Излучения теория*, *Максвелла уравнения*, *Квантовая электродинамика*), хотя принципиально в любом оптич. явлении имеются как волновые, так и квантовые свойства.

Лит. см. при ст. *Оптика*.

**СВЕТИМОСТЬ** — то же, что и *светность* (ГОСТ 7932—56 Световые единицы).

**СВЕТИМОСТЬ ЗВЕЗД** — сила света звезд, т. е. величина излучаемого звездой светового потока, заключенного в единичном телесном угле. Различают С. з. визуальные, фотографические (относящиеся к излучению звезды в соответствующей области спектра звезды), а также болометрические (относящиеся к суммарному излучению звезды). С. з. выражают обычно в единицах светимости Солнца.

**СВЕТНОСТЬ** (с в е т и м о с т ь) (обозначается  $R$ ) — полный *световой поток*, испускаемый единицей площади светящейся поверхности. Единица измерения С. — лм/м $^2$  — С. одинаково во всех точках светящейся плоской поверхности, испускающей в одну сторону от себя световой поток в 1 лм с площади в 1 м $^2$ . Различают С. и *освещенности* одинакова, но С. характеризует «свечение» — плотность потока, отходящего от светящейся поверхности, а освещенность характеризует «освещение» — плотность потока, падающего на поверхность. С. самосветящегося тела не связана с освещенностью. С. же поверхностей, отражающих и рассеивающих свет, пропорциональна освещенности.

С. энергетическая (интегральная)  $R_0$  — плотность интегрального светового потока, относящегося ко всем длинам волн:  $R_0 = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda$ , где  $r_\lambda$  — испускает. способность тела, т. е. С., отнесенная к элементарному интервалу длин волн  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ .

Лит.: 1) Фриш С. Э., Тиморева А. В., Курс общей физики, т. 3, М., 1962, с. 241—45, 264—65; 2) Тимофеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962, с. 17. Н. Р. Ватарчукова.

**СВЕТОВАЯ ОТДАЧА** — световой поток, получаемый на единицу затраченной мощности. Измеряется обычно в люмен/ватт. Понятие С. о. применяется к источникам света, а также к люминофорам в тех случаях, когда истинный выход люминесценции неизвестен или важна технич. характеристика люминофора, выражаемая С. о.

При полном преобразовании затрачиваемой энергии в монохроматич. излучение, соответствующее максимуму *видности кривой* ( $\lambda = 555 \text{ нм}$ ), С. о. была бы равна 683 *лм/вт* (обратная величина механич. эквивалента света). В условиях широкого спектра излучения эта величина снижается в неск. раз. В реальных источниках света С. о. еще значительно ниже вследствие различных потерь энергии (см. *Лампа люминесцентная, Лампа накаливания*).

М. Д. Галантин.

**СВЕТОВАЯ СУММА** — энергия, запасенная в люминофоре при его возбуждении. С. с. наз. также число ионизованных центров люминесценции или равное ему число электронов, захваченных на ловушках (обычно в ед. объема люминофора).

Высвечиваемая С. с. определяется как  $\int \Phi(t) dt$ , где  $t$  — время,  $\Phi(t)$  — поток люминесценции (в числе квантов), выпускаемый ед. объема люминофора по всем направлениям; она равна числу ионизованных центров только в отсутствие тушения люминесценции.

С. с. может быть найдена по кривой затухания люминесценции, по кривой термич. высвечивания или по оптич. высвечиванию люминофора, а также по кривой нарастания люминесценции после включения возбуждающего источника. С. с., определенная разными методами, как правило, оказывается различной, т. к. вклад *безизлучательных переходов* при разных способах реализации С. с. различен. Запасенная в люминофоре С. с., выраженная в числе квантов, может достигать 10—15% от числа центров люминесценции (напр., у щелочноземельных сульфидов). Предел запаса С. с. в большинстве случаев зависит от высвечивающего действия возбуждающего источника. См. также *Фосфоресценция*.

Лит. см. при ст. *Люминесценция, Фосфоресценция*.  
М. Д. Галантин.

**СВЕТОВОД** — см. *Светопровод*.

**СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ** — см. *Давление света*.

**СВЕТОВОЕ ПОЛЕ** — пространственное распределение световых потоков. Исследование С. п. осуществляется методами *фотометрии*; при этом отвлекаются от квантовой природы света и принимают, что распределение энергии в С. п. непрерывно во времени и пространстве.

За исходную величину в теории С. п. принимается мощность переноса лучистой энергии, определяемая *световым вектором*. Др. основная характеристика С. п. — скалярная средняя сферич. освещенность, определяющая объемную плотность световой энергии в исследуемой точке поля и численно равная средней плотности светового потока на поверхности сферы исчезающе малого радиуса с центром в исследуемой точке поля (см. *Лучистый теплообмен*). Для графич. изображения С. п. вводят понятия световых линий и световых трубок, аналогичные вводимым в теории электростатич. поля. Экспериментально С. п. изучается зондами, напр. фотоэлементом, глазом и др.

Лит.: 1) Гершун А. А., Световое поле, М.—Л., 1936; 2) Мешков В. В., Основы светотехники, ч. 1, М.—Л., 1957.  
В. В. Лебедева.

**СВЕТОВОЙ ВЕКТОР** — 1) вектор плотности светового потока, применяемый в теории светового поля (см. *Пойнтинга вектор*). С. в., являясь векторной ф-цией точки светового поля, характеризует величину и направление давления света на шаровое тело, помещенное в данной точке поля. Через С. в. определяются фотометрич. характеристики поля. Так,

дивергенция С. в. определяет объемную плотность излучения или поглощения светового потока в данной точке светового поля; проекция С. в. на любое направление дает разность освещенностей двух сторон площадки, на нормаль которой взята проекция вектора.

2) Вектор напряженности  $E$  электрич. поля электромагнитной волны. Вектор  $E$  наз. С. в. в связи с тем, что в основном именно действие электрич. поля волны на электроны, ионы и иные частицы вещества приводит к поглощению, излучению, возбуждению, ионизации, поляризации, фотоэффекту и ряду др. оптич. явлений.

Лит.: 1) Гершун А. А., Световое поле, М.—Л., 1936; 2) Мешков В. В., Основы светотехники, ч. 1, М.—Л., 1957; 3) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3).  
В. В. Лебедева.

**СВЕТОВОЙ ГОД** — единица расстояний, применяемая преимущественно в популярной астрономич. литературе; равен пути, к-рый луч света проходит за один тропич. год. 1 С. г. равен 0,3068 *парсека*.

**СВЕТОВОЙ КОНУС** — в относительности теории геометрич. место точек в четырехмерном пространстве (с координатами  $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, x_0 = ct$ ), отделенных от начала четырехмерной системы координат нулевым интервалом *четырёхмерным* ( $s$ ). Геометрически С. к. представляет собой трехмерную конич. гиперповерхность в пространстве 4-х измерений, ур-ние к-рой

$$s^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - x_0^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0. \quad (1)$$

Если трехмерное расстояние точки от начала координат трехмерной системы  $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , то, согласно (1),  $l = \pm ct$ . Следовательно, события, изображаемые точками С. к., могут быть в принципе связаны с событием, происшедшим в точке  $x = y = z = 0$  в момент времени  $t = 0$  (событие 0) электромагнитным сигналом.

Для точек внутри С. к.  $l < c|t|$ , а вне его  $l > c|t|$ . Т. к. в теории относительности скорость света в вакууме  $c$  — максимальная скорость распространения взаимодействий, то в принципе возможен процесс, распространяющийся за время  $t$  на расстояние  $l$  со скоростью, меньшей  $c$ , и, следовательно, события внутри С. к. могут быть связаны с событием 0 причинно-следственной связью, а события вне С. к. — не могут. При этом, ввиду инвариантности интервала, события, лежащие в верхней полости С. к. ( $l < ct, t > 0$ ), в любой галилеевой системе отсчета являются будущими, а события, изображаемые точками, лежащими в нижней части С. к. ( $l < c|t|, t < 0$ ), — прошедшими по отношению к событию 0.

События вне С. к., в зависимости от системы отсчета, могут происходить и раньше и позже события 0, но в любой системе отсчета они происходят в пространственных точках, не совпадающих с точкой  $x = y = z = 0$ . Т. о., С. к. делит все события на абсолютно будущие или абсолютно прошедшие по отношению к 0 (внутренняя часть С. к.) и абсолютно удаленные по отношению к 0 (точки, внешние по отношению к С. к.).

Лит.: 1) Ландау Л., Лифшиц Е., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2), гл. 1, § 2, с. 13; 2) Гончелла М.-А., Основы электромагнетизма и теории относительности, пер. с франц., М., 1962, гл. VI, § 4, с. 157.  
М. С. Рыжик.

**СВЕТОВОЙ ПОТОК** ( $F, \Phi$ ) — мощность лучистой энергии, оцениваемая по световому ощущению, к-рое она производит (ОСТ 7637). Оценка С. п. производится в соответствии с величинами относит. видности для адаптированного к свету глаза (см. *Световые величины*).

С. п. связан с энергетич. потоком излучения соотношением  $\Phi = K_m \int P_\lambda V_\lambda d\lambda$ , где  $P_\lambda d\lambda$  — энергетич.



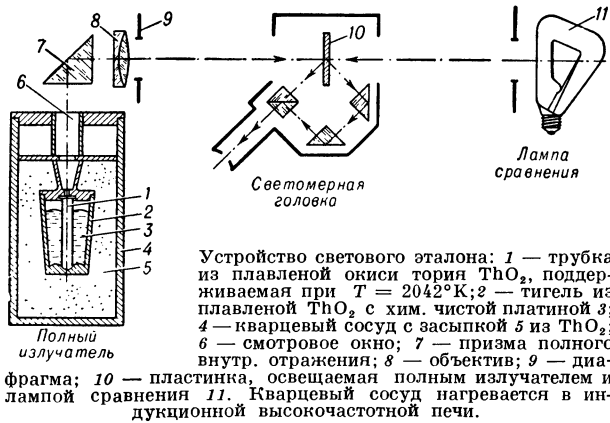
поток излучения в интервале длин волн ( $\lambda, \lambda + d\lambda$ ),  $V_\lambda$  — относит. видность монохроматич. света,  $K_m$  — макс. значение коэфф. видности (см. *Видности кристалла*).  $K_m$  определяется из вышеприведенного соотношения при измерении потока от полного излучателя при темп-ре затвердевания платины (см. *Световой эталон*).

С. п. определяют либо по измеренной силе света источника, либо непосредственно в светомерном шаре Ульбрихта (см. *Фотометрия*). Точность эталонных измерений С. п. составляет 0,1—0,2%, рядовых — 2—3%. Ед. измерения С. п. — люмен.

Лит.: 1) Рекомендации МКО 1955 года, «J. Opt. Soc. America», 1955, v. 45, № 10, p. 894; 2) Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962. Н. Р. Батарчукова.

**СВЕТОВОЙ ЭТАЛОН** — мера, воспроизводящая с наивысшей достижимой точностью единицы световых величин: яркости, силы света, светового потока и освещенности.

С. э. первичный — удовлетворяющий международной спецификации эталонный источник света, осуществленный в виде полного излучателя — абсолютно черного тела (см. рис.), излучающего при темп-ре отвердевания Pt ( $T_{\text{отв}} = 2042^\circ \text{K}$ ). Яркость  $B$  полного излучателя в соответствии с международным соглаше-



Устройство светового эталона: 1 — трубка из плавленной окиси тория  $\text{ThO}_2$ , поддерживаемая при  $T = 2042^\circ \text{K}$ ; 2 — тигель из плавленной  $\text{ThO}_2$  с хим. чистой платиной 3; 4 — кварцевый сосуд с засыпкой 5 из  $\text{ThO}_2$ ; 6 — смотровое окно; 7 — призма полного внутр. отражения; 8 — объектив; 9 — диафрагма; 10 — пластинка, освещаемая полным излучателем и лампой сравнения 11. Кварцевый сосуд нагревается в индукционной высокочастотной печи.

нием считается равной  $60 \text{ св}$  на  $1 \text{ см}^2$  ( $6 \cdot 10^5 \text{ нит}$ ). Точность воспроизведения яркости С. э. зависит от правильного воспроизведения  $T_{\text{отв}}$  Pt. По яркости и площади излучателя рассчитывают силу света, выражаемую в свечах. В эталонной установке производится уравнивание освещенности  $E = \tau BS/l^2$ , создаваемой на пластине 10 светомерной головки полным излучателем, и  $E$  от лампы сравнения 11 ( $\tau$  — коэфф. пропускания света объективом 8 и призмой 7,  $S$  — площадь отверстия диафрагмы 9,  $l$  — расстояние от пластинки 10 до диафрагмы). По измеренному расстоянию от лампы до пластинки 10 можно вычислить силу света лампы сравнения, т. е. передать от эталона значение световой ед. При объективных наблюдениях пластинка светомерной головки заменяется фотопленкой с корректирующим фильтром, освещаемым попеременно С. э. и лампой сравнения.

С. э. применяют для передачи значения световых ед. эталонам-копиям, представляющим собой группы вольфрамовых ламп накаливания. Одна группа ламп воспроизводит единицы силы света и освещенности, другая — ед. светового потока. Эталоны-копии служат для хранения световых ед. в промежутке времени между применениями первичного эталона, для международных сличений и для передачи значений единиц рабочим эталонам и образцовым мерам, также пред-

ставляющим собой группы электрич. ламп накаливания.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962. Н. Р. Батарчукова.

**СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ** — характеристики процессов излучения и распространения света, определяемые по действию лучистой энергии на глаз, по зрительному ощущению света, к-рое меняется количественно и качественно в зависимости от мощности лучистой энергии и ее спектрального состава. С. в. характеризуют источник как осветитель.

Основная С. в. — световой поток — мощность лучистой энергии, оцениваемая по световому ощущению, к-рое она производит. Ед. измерения — люмен. Действие светового потока за нек-рый промежуток времени определяет световую энергию ( $\text{лм} \cdot \text{сек}$ ). Связав эти 2 величины с пространств. характеристиками — площадью светящегося тела, поверхностью, на к-рую падает свет, телесным углом, внутри к-рого распространяется свет, — можно построить все остальные С. в. К ним относятся (ГОСТ 9867—61): светность (светимость) — отношение светового потока к площади светящейся поверхности (ед. измерения —  $\text{лм}/\text{м}^2$ ); освещенность — отношение светового потока к площади освещаемой им поверхности (люкс); количество освещения — произведение освещенности на время ее действия ( $\text{лк} \cdot \text{сек}$ ); сила света — отношение светового потока к телесному углу, в к-ром он распространяется (свеча); уд. сила света — отношение силы света к площади светящейся поверхности ( $\text{св}/\text{м}^2$ ); яркость — отношение силы света в данном направлении к проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению ( $\text{нит}$ , или  $\text{св}/\text{м}^2$ ).

Все С. в. отнесены к т. н. среднему человек. глазу, чувствительность к-рого определена статистически на основе обширного экспериментального материала. Для характеристики светового восприятия глазом лучистой энергии (т. е. для установления связи С. в. с энергетич. потоком излучения) вводятся понятия относит. и абс. чувствительности глаза (относит. и абс. в и д н о с т и). Видность монохроматич. света — отношение монохроматич. светового потока к соответствующей мощности монохроматич. лучистой энергии. Относительная видность — отношение видности данного монохроматич. света к наибольшей видности монохроматич. света в спектре. Наибольшее значение видности  $683 \text{ лм}/\text{вт}$  соответствует длине волны  $0,555 \text{ мкм}$  (об измерении С. в. см. *Фотометрия*). Величины, характеризующие прохождение лучистой энергии через среду или отражение от нее, а также световые технические показатели в светотехнике также наз. С. в. К их числу принадлежат: коэфф. отражения, пропускания, поглощения и яркости; световая отдача источника света — отношение светового потока к мощности потребляемой им электрич. энергии (или к расходу горючего); световой показатель осветит. установки в данном помещении — отношение суммы световых потоков всех ламп в данной установке к площади пола. Последние 2 С. в. характеризуют экономичность производства световой энергии.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962. Н. Р. Батарчукова.

**СВЕТОВЫЕ ЕДИНИЦЫ** — единицы измерения световых величин. В Международной системе единиц (СИ) в число основных единиц входит свеча — ед. силы света. Размер свечи устанавливается по световому эталону. Важнейшие производные С. е. приведены в табл. (ГОСТ 7932—56).

Аналогично системе С. е. строится система единиц энергетич. фотометрии (т. н. лучистых единиц), в к-рой энергия излучения измеряется в джоулях, поток излучения в ваттах и т. д.

Наименование		Сокращенные обозначения единиц измерения		Размер единицы
величины	единицы измерения	русскими буквами	латинскими буквами	
Световой поток	люмен	лм	lm	(1 св) · (1 стер)
Световая энергия	люмен-секунда	лм·сек	lm·s	(1 лм) · (1 сек)
Светность	люмен на кв. метр	лм/м <sup>2</sup>	lm/m <sup>2</sup>	(1 лм) : (1 м <sup>2</sup> )
Освещение	свеча-секунда	св·сек	cd·s	(1 св) · (1 сек)
Яркость	нит	нт	nt	(κ · 1 св) : (κ · 1 м <sup>2</sup> ), где κ — произвольный предельно малый числовой множитель
Освещенность	люкс	лк	lx	(1 лм) : (1 м <sup>2</sup> )
Количество освещения	люкс-секунда	лк·сек	lx·s	(1 лк) · (1 сек)

с углом падения  $u_2 > u_1$  — не проходит. Следовательно, энергия лучей, попадающих в конич. С. под углом, большим нек-рого предельного угла  $u$ , терется. Если угол у вершины конуса невелик, то параметры конич. С. (длина  $L$ , радиусы большего  $R$  и меньшего  $r$  отверстий) связываются с предельной апертурой  $u$  ф-лой [1]

$$L = \left(1 - \frac{r}{R}\right) \frac{R \cos u}{(r/R) - \sin u}$$

к-рая при заданном  $u$  позволяет выбрать параметры С. с наименьшими потерями. Величина  $r/R$  характеризует собирательную эффективность конич. С., и для С. заданной длины может быть уменьшена при помощи коллективной

Экспериментально установлено, что монохроматич. потоку излучения в 1 *вт* (с длиной волны  $\lambda = 0,555$  мкм, т. е. в условиях макс. спектральной чувствительности человек. глаза — макс. относительной видности) соответствует световой поток в 683 лм. Это соотношение позволяет для известных значений относит. видности (см. Видности кривая) осуществлять переход от энергетич. (лучистых) величин и единиц к С. е. и величинам.

В СГС системе единиц применяются след. С. е.: светового потока — лм (основная ед., поэтому система наз. СГСЛ), силы света — св, световой энергии — лм·сек, светности — радфот (1 рф = 10<sup>4</sup> лм/м<sup>2</sup>), освещенности — фот (1 ф = 10<sup>4</sup> лк); количество освещения — ф·сек, яркости — стильб (1 сб = 10<sup>4</sup> нт). В качестве ед. яркости применялись также апостильб = 1/π св/м<sup>2</sup> и ламберт = 10<sup>4</sup> π св/м<sup>2</sup>. В системах СИ и СГСЛ единицы св, лм и лм·сек имеют один и тот же размер, но разные размерности (см. Системы единиц).

До 1948 г. применялись С. е. (ГОСТ 4891), большие по размеру на 0,5%:

- 1 св (международная) = 1,005 св (новой),
- 1 лм (прежний) = 1,005 лм (нового),
- 1 радлюкс (прежний) = 1,005 ед. светности (новой),
- 1 децимиллистильб (прежний) = 1,005 нт,
- 1 лк (прежний) = 1,005 лк (нового).

Эти изменения следует учитывать только в тех случаях, когда погрешности измерений < 0,5%.

Лит.: 1) ГОСТ 7932—56. Световые единицы; 2) Тиходе в П. М., Световые измерения в светотехнике (Фотометрия), 2 изд., М.—Д., 1962. Г. Д. Бурдуц.

**СВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ** — см. Фотометрия.

**СВЕТОПРОВОД** — канал для передачи электромагнитного излучения, линейные размеры к-рого во много раз больше, чем длина волны передаваемого излучения. С. представляют собой либо цилиндрические или конич. трубки, внутр. поверхность к-рых хорошо отражает в той области спектра, для к-рой они предназначены (обычно металлические, полированные изнутри), либо прозрачные диэлектрич. стержни и нити; применяются С. гл. обр. в видимой и инфракрас-

Рис. 1. Ход лучей в конич. светопроводе.

ной областях спектра. Из С. 1-го типа чаще всего употребляются конические. Согласно своим геометрич. свойствам конич. С. уменьшает сечение проходящего через него пучка света и, следовательно, является конденсором. Однако, в отличие от цилиндрич. С., не всякий луч проходит через конич. С.; луч 1 (рис. 1), падающий в С. под углом  $u_1$  к оси, проходит С., а луч 2

лины, помещенной в плоскости большего отверстия.

Как и все С., конич. С. характеризуется коэфф. пропускания  $\tau = \Phi_{\text{вых}}/\Phi_{\text{пад}}$  (где  $\Phi_{\text{пад}}$  и  $\Phi_{\text{вых}}$  — падающий и выходящий световые потоки). В инфракрасной области спектра, где коэфф. отражения металлов велик, величина  $\tau$  достигает 60—80% для С. длиной ~ 1 м. В видимой области спектра  $\tau$  для длинных С. мало.

Конич. С. применяются в спектрометрах, гл. обр. инфракрасных, для собирания света, прошедшего через выходную щель монохроматора, на приемник. По сравнению с обычными линзовыми или зеркальными системами, отображающими выходную щель монохроматора на приемник, конич. С. имеет 2 преимущества: 1) на выходе достаточно длинного С. световой пучок будет однородным по сечению, что желательно для приемников, чувствительность к-рых меняется по поверхности; 2) он в меньшей мере проводит рассеянный свет, т. к. последний проходит через С. также лишь в пределах угла  $u$ .

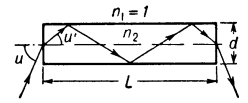


Рис. 2. Ход лучей в цилиндрич. светопроводе.

С применением С. в виде прозрачных диэлектрич. стержней и нитей (волокон) связано развитие новой ветви прикладной оптики — т. н. волоконной оптики. Световые лучи, падающие под углом  $u$  и меньшим в меридиональной плоскости на торце цилиндрич. стержня с показателем преломления  $n_2$  (рис. 2), будут испытывать на боковых стенках полное внутр. отражение и выйдут с другого конца С., если  $u$  удовлетворяет выражению  $\sin u \leq \sqrt{n_2^2 - 1}$ . Т. о., любой луч может быть пропущен через С., если  $n_2 \geq \sqrt{2} \approx 1,42$ , что справедливо для всех обычных оптич. сортов стекол.

Потери световой энергии в диэлектрич. С. определяются: 1) отражениями на торцах, 2) поглощением света материалом С., 3) поглощением и рассеянием энергии при каждом отражении от боковой поверхности. С учетом этих факторов коэфф. пропускания С. для лучей, заполняющих апертурный угол  $u_1$ , определяется ф-лой

$$\tau = 2\pi A \int_0^{u_1} B(u) [1 - \rho(u)]^2 [1 - a(u)]^N \exp(-kL \sec u) \sin u \cdot du,$$

где  $B(u)$  — угловое распределение яркости света, падающего на входной торец С.;  $\rho(u)$  — коэфф. отражения на торцах, равный

$$\rho(u) = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\cos u - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 u}}{\cos u + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 u}} \right)^2 + \left( \frac{n_2^2 \cos u - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 u}}{n_2^2 \cos u + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 u}} \right)^2 \right];$$

$\alpha(u)$  — коэфф. потеря энергии при каждом отражении от боковой поверхности;  $\eta = L \operatorname{tg} u'/d$  — число отражений ( $d$  — диаметр С.),  $k$  — показатель поглощения материала С.,  $A = \left( 2\pi \int_0^{u_1} B(u) \sin u \, du \right)^{-1}$ .

В прозрачных длинных С. (волокнах) потери световой энергии при отражениях от боковой поверхности преобладают. Они вызваны тем, что при полном внутр. отражении электромагнитное поле проникает в среду с меньшим показателем преломления на глубину порядка длины волн  $\lambda$ , и если при этом на границе раздела имеются неоднородности с размерами  $\geq \lambda$  (неоднородности среды, в к-рой находится С., риски на его поверхности и т. д.), то световая энергия будет частично поглощаться и рассеиваться на этих неоднородностях. Только в случае оптич. прозрачности среды, в к-рой находится С., и идеально ровной поверхности раздела световая энергия полностью возвратится в С. Для уменьшения этих потерь С. покрываются тонкой диэлектрич. оболочкой с показателем преломления  $n < n_2$ .

Пучок тонких диэлектрич. С. (волокон), определенным образом уложенных и скрепленных, образует световод. Если на один конец световода спроектировать изображение к.-н. предмета, то оно будет передано на другой конец. Чем меньше диаметр отдельных волокон, тем выше разрешающая сила световода. Уменьшение диаметра волокон с целью повышения разрешающей силы ограничивается дифракцией, начинающей существенно сказываться при диаметрах волокон, сравнимых с  $\lambda$ , и вызывающей ухудшение пропускания световода, понижение контраста изображения и, следовательно, понижение разрешающей силы. Световоды могут быть изготовлены в виде гибких жгутов и в виде жестких цилиндров, параллелепипедов и т. д. Гибкие жгуты могут применяться

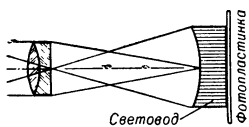


Рис. 3. Исправление кривизны поля с помощью световода.

в различного рода оптич. системах для передачи изображения по криволинейному пути, для изготовления гибких перископов, гастроскопов, цистоскопов и т. д. Гибкие жгуты со спец. непараллельной укладкой волокон применимы для трансформации и кодирования изображения. Жесткими волоконными элементами можно пользоваться для исправления аберраций объективов (рис. 3), в различного рода электроннооптич. системах, напр. при фотографировании изображения на фосфоре электронно-лучевой трубки и т. д.

Созданы также *оптические генераторы* — лазеры, в к-рых резонатор имеет форму тонкой длинной нити, т. е. форму волоконного С. (напр., лазер из тонкой нити стекла с примесью ионов 3-валентного неодима, заключенной в оболочку из чистого стекла). Отдельные цилиндрич. С. могут быть использованы в очень чувствит. фоторефрактометре для определения показателя преломления жидкостей [2].

Лит.: 1) Williamson D. E., «J. Opt. Soc. America», 1952, v. 42, № 10, p. 712; 2) Световоды для передачи изображения. Сб. переводов, под ред. К. И. Блох и В. Б. Вейнберга, М., 1961; 3) Снитцер Е., Диэлектрические оптические волноводы, в кн.: Лазеры, сб. статей, пер. с англ., М., 1963; 4) Tippet J. T., Puthoff H. E., Optical computers approach reality, «Electronics», 1963, v. 36, № 18, p. 72; 5) Fiber optics: designing in a new light, «Electronic Design», 1963, v. 11, № 7, p. 38; 6) Карану N. S., Burke J. J., Shaw C. C., Fiber optics, «J. Opt. Soc. America», 1963, v. 53, № 8, p. 929. И. М. Арефьев.

**СВЕТОСИЛА** — коэфф. пропорциональности в выражении, связывающем фотометрич. величину (освещенность, световой поток), измеряемую приемником оптич. прибора, и яркость источника. Во многих слу-

чаях (фотографич. системы, визуальные приборы) измеряемой величиной является освещенность  $E$  изображения. Если апертурная диафрагма круглая (как в большинстве приборов), то  $E = \pi B \tau \sin^2 u'$ , где  $\tau$  — коэфф. пропускания системы,  $B$  — яркость источника,  $u'$  — апертурный угол объектива, т. е. угол, под к-рым радиус выходного зрачка объектива виден из центра изображения. Величина  $\pi \tau \sin^2 u'$  наз. С. прибора. Если объект находится на бесконечности и оптич. система хорошо исправлена (см. *Синусов закон*), то  $\sin u' = D/2f'$  ( $D$  — диаметр входного зрачка,  $f'$  — его фокусное расстояние), а  $E$  может быть записано в виде  $E = B \tau S/f'^2$ , где  $S$  — площадь входного зрачка. Последняя ф-ла верна и в том случае, когда зрачок системы имеет произвольную форму, напр. форму кольца (в зеркально-линзовых системах). Величину  $\tau S/f'^2$  часто наз. физической или «эффективной» С., а величину  $S/f'^2$  — геометрич. С. оптич. системы. Если относит. отверстие объектива  $D/f'$  обозначить через  $1/n$ , то  $E = B \pi / 4 n^2$ , т. е. С. обратно пропорциональна  $n^2$ .

В сложных оптич. системах из-за больших потерь, вследствие отражения света от поверхности линз и поглощения материалом линз, коэфф. пропускания  $\tau$  очень мал (до 10% и даже меньше — в сложных перископах). Поэтому физич. С. значительно меньше геометрической. Однако путем *просветления оптики* коэфф.  $\tau$  может быть значительно увеличен так, что физич. С. будет лишь немного меньше геометрической. Величина геометрич. С. не может быть беспредельно увеличена. В оптич. системах, образующих хорошее изображение — точнее, удовлетворяющих условию синусов, — величина  $D/f'$  не может превосходить 2.

В телескопич. системах С. обычно наз. квадрат диаметра выходного зрачка, выраженного в мм. Она служит мерой освещенности сетчатки, но только при условии, что в глазной зрачок попадает весь пучок, выходящий из оптич. прибора; если диаметр выходного зрачка больше диаметра зрачка глаза, то диаметр последнего определяет освещенность сетчатки.

В оптич. приборах с фотоэлектрическим или тепловым приемником (см. *Приемники излучения*) измеряется поток, воспринятый приемником, и выражение для С. будет отличаться от рассмотренного выше; кроме  $\tau S/f'^2$ , она определяется также площадью диафрагмы перед приемником. Такая постановка задачи, в частности, возникает в *спектральных приборах* с фотоэлектрич. регистрацией спектра.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952. Г. Г. Слюсарев.

**СВЕТОФИЛЬТРЫ** — оптич. приспособления, обладающие избирательным спектр. пропусканием или отражением и служащие для избират. ослабления света. В основе действия С. может лежать любое оптич. явление, обладающее спектр. избирательностью: поглощение, отражение и интерференция света. Основные области применения С.: а) выделение излучений отдельных спектр. участков; б) подгонка спектр. кривой излучения источника света к заданной. С. группы а) разделяются на двусторонние и односторонние. Первые применяются при монохроматизации излучений (зональные С.), вторые — для удаления мешающих излучений (напр., аэросъемочные С. [1,2], срезающие коротковолновые излучения, и теплозащитные, удаляющие излучения близкой инфракрасной области спектра). С. группы б) применяются, напр., при киносъемке [3].

Зональные С. характеризуются коэфф. пропускания в максимуме пропускания  $\tau_{\max}$ , длиной волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующей  $\tau_{\max}$ , и полушириной  $\delta_{0,5\lambda}$  — спектр. интервалом, границы к-рого соответствуют  $\tau_{\lambda} = 0,5 \tau_{\max}$ . При применении зональных С. имеют

значение: а) общий (интегральный) коэфф. пропускания, к-рый вычисляется по значениям  $\tau_\lambda$  для спектр. интервала  $\lambda_1 - \lambda_2$  при заданных источнике света и приемнике энергии:

$$\tau_{(\lambda_1 - \lambda_2)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda \tau_\lambda d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda,$$

где  $F_\lambda$  — поток излучений, прошедших через С.; б) эффективная длина волны  $\lambda_{эфф}$ , т. е. та длина волны, при к-рой действие потока излучений, выделенных С. и воспринятых приемником энергии, равноценно действию потока монохроматич. излучений.

Действие а б с о р б ц и о н н ы х С. основано на избират. поглощении света. Абсорбционные зональные С. в принципе состоят из двух односторонних С., каждый из к-рых срезает или коротковолновые, или длинноволновые излучения. Чем ближе друг к другу ветви того и другого, тем меньше  $\delta_{0,5\lambda}$ . В пределе, когда области поглощения составляющих перекрываются,  $\delta_{0,5\lambda} = 0$ . Односторонние С. в этом случае являются дополнительными; они применяются при изучении люминесценции и комбинационного рассеяния света.

Абсорбционные С. могут изготавливаться из твердых, жидких и газообразных избирательно-поглощающих сред, как в чистом виде, так и в виде растворов или смесей. Жидкостные С. обычно получают растворением в органич. или неорганич. растворителях органич. или неорганич. веществ с избират. поглощением [4—7]. Для газовых С. применяются пары  $Cl_2$  и  $Br_2$ .

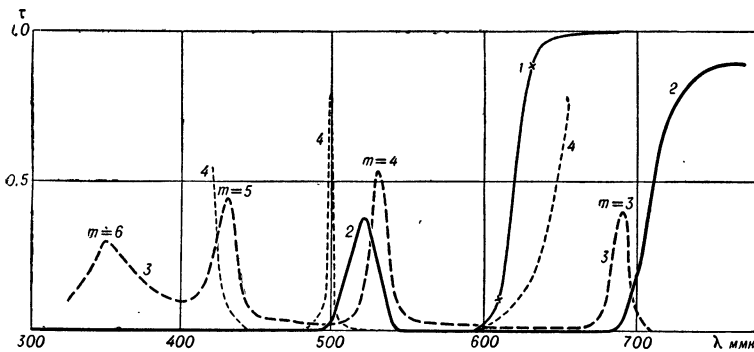


Рис. 1. Спектральный ход пропускания фильтров разных типов: 1 — односторонний стеклянный (стекло КС-13, толщиной  $d = 1$  мм); 2 — зональный желатиновый (красители: кислотный ярко-голубой и тартрадин); 3 — интерференционный с полуперебранными зеркалами (3—6 порядки); 4 — интерференционный с диэлектрич. покрытиями (7 слоев  $ZnS +$  криолит).

Твердые С. изготавливаются из цветного стекла [8], окрашенного желатиной [2], пластик. масс [9—12] (кривые 1 и 2. рис. 1). Для кристаллич. С. применяются щелочно-галогидные соли. При введении в них ионов тяжелых металлов получают С. для ультрафиолетовой области спектра (рис. 2); для поглощения излучений видимой области могут применяться кристаллы с F-центрами [14]. Кристаллы полупроводников Si, Ge, InAs, InSb, PbS, PbSe, PbTe являются С. с крутой характеристикой [15] (рис. 3), поглощающими коротковолновое

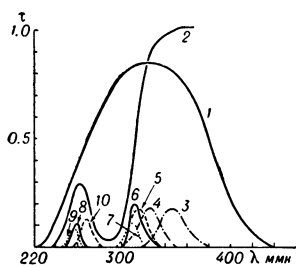


Рис. 2. Спектральный ход пропускания фильтров для ультрафиолетовой области [13]: 1 — стекло УФС-1,  $d = 2$  мм; 2 — пары  $Cl_2$  и  $Br_2$ ,  $d = 5$  см; 3 — боратные стекла с примесями тяжелых металлов; 4, 5 — боратные стекла с примесями тяжелых металлов; 6, 7 — боратные стекла с примесями тяжелых металлов; 8, 9 — кристаллы  $KCl + KBr + PbCl_2$ ; 10 — то же, что 9 плюс жидкостный светофильтр.

излучение. Если получить монокристаллы достаточной величины и требуемой малой толщины невозможно, пользуются слоями этих веществ, напыленными на прозрачную подложку; для ближней инфракрасной области подходят слои окиси магния, кварца, селена и др. [16]. При этом пропускание будет опре-

деляться не только поглощением, но также селективным рассеянием на мелких кристалликах слоя. Усредненные значения параметров зональных абсорбционных С. нек-рых типов для видимой и ультрафиолетовой областей спектра приведены в табл. (А). Во всех случаях при применении С. необходимо учитывать паразитные области пропускания в длинноволновой или коротковолновой (по отношению к заданной) области спектра.

Избират. отражением, к-рым обладают диэлектрики ( $NaCl$ , кварц и др.) в области сильного поглощения (средняя и далекая инфракрасные области), используются для монохроматизации инфракрасных излучений путем многократных отражений от поверхностей кристаллич. пластинок (см. *Остаточных лучей метод*). Для грубого одностороннего разделения спектр. участков можно пользоваться явлением, наблюдаемым при отражении от шероховатых, матированных поверхностей: излучения, у к-рых  $\lambda$  много больше размеров неоднородности поверхности, отражаются зеркально, а излучения с меньшими  $\lambda$  рассеиваются поверхностью диффузно [17]. Этим методом пользуются в *инфракрасной спектроскопии* для срезания коротковолнового излучения с целью уменьшения величины рассеянного света в монохроматоре.

В далекой инфракрасной области спектра (50—1000 мк) в качестве односторонних С. применяются дифракционные решетки — эшелетты, действующие как регулярные «шероховатые поверхности». Излучения,  $\lambda$  к-рых больше, чем период решетки, отражаются решеткой как зеркалом (в направлении нулевого порядка), а излучения,  $\lambda$  к-рых равна или меньше периода решетки, в результате дифракции направляются гл. обр. в спектры 1-го, 2-го и более высокого порядков.

Действие интерференционных С. основано на *интерференции света* в пластинках или тонких пленках. Достаточно узкие максимумы интенсивности получают двумя путями: повышением разности хода между соседними интерферирующими лучами и увеличением числа интерферирующих лучей. В 1-м — интерферируют два поляризованных луча, прошедших кристаллич. двупреломляющую пластину (см. *Поляризационно-интерференционный светофильтр*).

Во 2-м — осуществляется многолучевая интерференция за счет многократных отражений между параллель-

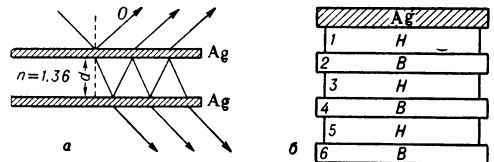


Рис. 4. а — схема хода лучей в простом интерференционном фильтре с полуперебранными покрытиями; б — схема сложного отражающего слоя с диэлектрич. слоями низкого (Н) и высокого (В) показателя преломления (Н — криолит,  $MgF_2$ ,  $SiO_2$  с  $n_1 = 1,3-1,4$ ; В —  $PbCl_2$ ,  $TiO_2$ ,  $ZnS$  с  $n_2 = 2,2-2,3$ ).

ными частично прозрачными зеркалами [18, 19] (рис. 4, а), как в *интерферометре Фабри — Перо*, но с той разницей, что расстояние между зеркалами составляет 1, 2, 3  $\lambda/2$  света, соответствующего макси-

мumu пропускания С. (С. 1-го, 2-го и 3-го порядка). При таких малых толщинах промежуточного слоя спектр. расстояние между максимумами велико (между 1-м и 2-м —  $\lambda/2$ ); поэтому выделение одного из них не представляет затруднений. Параметры такого интерференционного С. могут быть получены применением формул оптики многослойных систем (см. *Оптика тонких слоев*). Условие получения больших  $\tau_{\max}$  — малое поглощение отражающих слоев, а условие малой величины фона между максимумами и малой  $\delta_{0,5}\lambda$  — высокий коэфф. отражения, обеспечивающий получение большого числа интерферирующих лучей. И то и другое осуществляется при применении многослойных полупрозрачных зеркал, состоящих из слоев диэлектриков попеременно высокого (В) и низкого (Н) показателя преломления (рис. 4, б). Область пропускания фильтра такого типа (кривая 4, рис. 1) значительно меньше, а  $\tau_{\max}$  больше, чем у С. с полупрозрачными серебряными зеркалами (кривая 3, рис. 1). В качестве среднего промежуточного слоя применяется тонкий слой диэлектрика низкого показателя преломления. На практике слой последовательно напыляется на стеклянную или кварцевую пластинку, служащую основой фильтра; для защиты от механич. повреждений система заклеивается 2-й пластинкой.

Параметры зональных фильтров.

Тип фильтра	$\tau_{\max}$	$\delta_{0,5}\lambda\mu\text{м}$
<b>А. Абсорбционные фильтры</b>		
Для ультрафиолетовой области		
Жидкостные . . . . .	~ 0,25—0,35	~ 15—25
Кристаллические . . . . .	~ 0,10—0,15	~ 8—15
Для видимой области		
Жидкостные . . . . .	~ 0,50—0,75	~ 50—100
Стеклянные . . . . .	$\leq 0,4$	~ 25—50
Желатиновые . . . . .	~ 0,3—0,7	~ 30—90
Пластмассовые . . . . .	0,50	~ 100
<b>Б. Интерференционные фильтры (220 мμ—3μ)</b>		
1-го порядка с простыми зеркалами (Ag) . . . . .	~ 0,4	~ 15
2-го порядка с простыми зеркалами . . . . .	~ 0,25	~ 6
1-го порядка со сложными зеркалами (Ag + диэлектрик) . . . . .	~ 0,40	~ 2,0
1-го порядка со сложными зеркалами (диэлектрик) . . . . .	$\leq 0,90$	~ 1—2
Полного внутр. отражения . . . . .	~ 0,90	~ 5—12
Интерференционно-поляризационные . . . . .	~ 0,02	0,05
<b>В. Дисперсионные фильтры</b>		
Для видимой области . . . . .	~ 0,25—0,40	15—25
Для ультрафиолетовой области (300—370 мμ) . . . . .	~ 0,30—0,60	3—6
Для инфракрасной области (до 10μ) . . . . .	$\leq 0,60$	$\geq 1$

Основные параметры интерференционных С. приведены в табл. (Б). Исключение паразитных излучений (фон, соседние максимумы пропускания или, для фильтров с диэлектрич. покрытиями, области высокого пропускания) осуществляется применением двойных или кратных интерференционных и одно-сторонних абсорбционных С.

Другой способ повышения качества отражающих покрытий (уменьшение их поглощения) — использование *полного внутреннего отражения* [20] и его нарушения в диэлектрич. пленке малого показателя преломления  $n_1$ , зажатой между двумя средами с большим показателем преломления  $n \approx n_2 > n_1$  (рис. 5). При падении на границу раздела  $n$  и  $n_1$  луча под углом полного внутр. отражения излучение частично проходит через пленку и она т. о. играет роль непоглощающего полупрозрачного зеркала. Степень про-

зрачности и ширина полосы пропускания определяются толщиной пленки  $n_1$ , а положение полосы пропускания  $\lambda_{\max}$  зависит от толщины среднего слоя  $n_2$ .

Третье физ. явление, на основе к-рого может быть осуществлено избират. пропускание: *отражение света* от прозрачного вещества с учетом спектр. хода *дисперсии света* в веществе и окружающей среде [21—23]. При равенстве показателей преломления вещества  $n_1$  и окружающей среды  $n_2$  отражение на границе тела и среды не происходит; свет проходит через тело, не ослабляясь; чем больше разница  $n_1$  и  $n_2$ , тем больше доля отраженного света. При той  $\lambda = \lambda_{\max}$ , при к-рой кривые дисперсии вещества и среды пересекаются, имеет место макс. пропускание, спадающее по обе стороны  $\lambda_{\max}$  (явление Христиансена); получается зональный С. Эффект монохроматизации усиливается при раздроблении вещества вследствие многократных отражений на гранях частиц. Дисперсионный С. для видимой и ультрафиолетовой области спектра может быть осуществлен при помощи порошков бесцветных стекол или кварца, погруженных в среду с соответственно подобранной дисперсией; такая система оказывается очень чувствительной к темп-ре и, изменяя темп-ру, можно менять  $\lambda_{\max}$ . В С. для инфракрасных излучений [22] такой средой служит воздух. Параметры нек-рых дисперсионных С. приведены в табл. (В). Различие спектр. хода дисперсии может быть использовано и в применении к явлению полного внутр. отражения. Соответствующим подбором жидкости и вещества можно осуществить односторонние С. с резкой границей пропускания; комбинируя их между собой или используя собственное поглощение жидкости, можно получить узкополосные зональные С. для ультрафиолетовой области [24].

В инфракрасной спектроскопии применяется также модуляционный метод выделения длинноволнового излучения: из вещества, поглощающего длинноволновое излучение и имеющего резкую границу пропускания, изготовляют модулятор — диск с вырезами, устанавливаемый на пути излучения. При вращении диска коротковолновое излучение, пропускаемое веществом, не будет модулироваться (не изменяет своей интенсивности), в то время как длинноволновое будет периодически прерываться — модулироваться. Малонерционционный приемником и узкополосным усилителем, настроенным на частоту модуляции, можно выделить сигнал, определенный только длинноволновым (модулируемым) излучением.

Лит.: Общая: 1) Вентман Л. А., Светофильтры, в сб.: Оптика в военном деле, т. 1, 3 изд., М.—Л., 1945, гл. 4; 2) Фаас В. А., Светофильтры, М., 1936; 3) Друкер С. А., в сб.: Киносъемочная техника, М., 1952, с. 169—245. Абсорбционные фильтры: 4) Ильина А. А., «УФН», 1949, т. 37, вып. 3, с. 395; 5) Kolodziejczak K. M., «Zesz. nauk. mat. fiz. chem.», 1961, t. 1, s. 175; 6) Щербов Д. П., Миркин В. А., «Заводск. лаборатория», 1960, т. 26, № 10, с. 1159; 7) Рогинская П. Н., Финкельштейн А. И., «Ж. аналит. химии», 1959, т. 14, вып. 3, с. 360; 8) Sill C. W., «Analyst. Chem.», 1961, v. 33, № 11, p. 1584; 9) Рослякова В. А., Финкельштейн А. И., в кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 1, Львов, 1957, с. 352; Зельцер М. С., «Изв. АН Казах. ССР. Сер. астрофизическая», 1950, вып. 1—2, с. 213; 10) Веллер Е. А., Порай-Кошиц Б. А., «Ж. прикл. химии», 1955, т. 28, № 5, с. 497, 750, 857; «Тр. Ленингр. техн. ин-та им. Ленсовета», 1954, вып. 30, с. 3; 11) Váško A., «Jemna mech. a optika», 1957, roč. 2, číslo 6, s. 175; 12) Woboli K., «Pomiary, automatyka, kontrola», 1961, t. 7, № 1, s. 36; 1962, t. 8, № 3, s. 145; 13) Андреев С. Н., Гин-

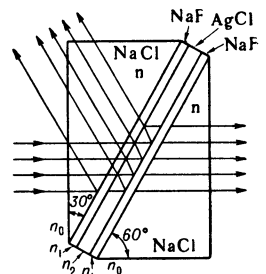


Рис. 5. Схема хода лучей в интерференционном фильтре с использованием полного внутр. отражения.

дина Р. И., «Ж. прикл. химии», 1953, т. 26, № 1, с. 85; Стеханов А. И., «Ж. аналит. химии», 1953, т. 8, вып. 1, с. 18; Шукарев С. А., Андреев С. Н., там же, 1953, т. 8, вып. 1, с. 22; 14) Gaunt J., «J. Scient. Instrum.», 1954, v. 31, № 9, p. 315; 15) Cox J. T., Hass G., Jacobus G. F., «J. Opt. Soc. America», 1961, v. 51, № 7, p. 714; 16) Momin A., «Proc. Indian Acad. Sci. A», 1953, v. 37, № 2, p. 254; 17) Топорец А. С., «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, вып. 1, с. 102.

Интерференционные фильтры: 18) Розенберг Г. В., «Оптика тонкослойных покрытий», М., 1958, пл. 8; 19) Савостьянова М. В., «Современные интерференционные светофильтры и их применение. Обзор литературы», Л., 1960 (Реферативный тематический сборник); Günzler H., «Feingerätetechnik», 1962, Jg. 11, N. 12, S. 539; Крылова Т. Н., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 6, вып. 6, с. 784; Королев Ф. А., Клементьева А. Ю., Мещерякова Т. Ф., там же, 1960, т. 9, вып. 5, с. 648; Клементьева А. Ю., «Вестник МГУ. Сер. физ., астрономия», 1960, № 1, с. 23; Honcia G., Krebs K., «Optik», 1962, Bd 19, № 3, S. 156; Turner V. D., Block L., «Electronic Inds», 1962, v. 21, № 2, p. 96; Grant J., Michel E., Thelen A., «Infrared Phys.», 1962, v. 2, p. 123; 20) Иогансен Л. В., «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, вып. 1, с. 131.

Дисперсионные фильтры: 21) Королев Ф. А., Клементьева А. Ю., «ДАН СССР», 1954, т. 94, № 6, с. 1025; 22) Fragstein K. von, «Ann. Physik», 1933, Bd 17, S. 22; 23) Гуринович И. Ф., Борисевич Н. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, № 1, с. 26; 24) Брумберг Е. М., «ДАН СССР», 1935, т. 2, № 5—6, с. 464. М. В. Савостьянова.

**СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ** — 1) способность фотографич. материала образовывать изображение в результате действия света и последующего проявления и 2) величина, служащая для нахождения правильных условий экспонирования при фотографич. съемке.

В галоидосеребряных желатиновых слоях, наиболее распространенных в фотографии, природа С. и ее уровень определяются следующими основными факторами: а) характером светопоглощения в кристаллич. решетке галоидного серебра, а в случае галоидного серебра, sensibilizированного красителем (см. *Сенсибилизация оптическая*), и характером светопоглощения в адсорбционном слое красителя; б) фотоэффектом в решетке галоидного серебра, предопределяющим фотохимич. эффективность поглощения; в) наличием в решетке свободно движущихся межрешеточных ионов серебра (дефектов по Френкелю), служащих материалом для образования центров *скрытого фотографического изображения*; г) наличием на поверхности эмульсионных микрокристаллов (см. *Эмульсия фотографическая*) т. н. центров С. — примесных центров ( $\text{Ag}_2\text{S}$ , Ag), возникающих в результате хим. взаимодействия галоидного серебра с активными компонентами желатина при изготовлении фотографич. эмульсии, — на или около к-рых в результате действия света образуются центры скрытого фотографич. изображения, и д) степенью избирательности проявляющего действия (см. *Проявление фотографическое*).

За 125 лет существования фотографии С. фотографич. материалов возросла более чем на 5 порядков. Прибл. на 2 порядка С. возросла у материалов совр. типа — галоидо-серебряных желатиновых слоев, что связано с огромным прогрессом спектрально неизбирательно действующей *сенсибилизации химической* и расширяющей спектральные границы С. оптич. сенсибилизации фотографич. эмульсий.

Наиболее чувствительны фотографич. слои, в которых светочувствительная фаза является смешанные бромидосеребряные кристаллы с молярным соотношением  $\text{AgBr} : \text{AgI}$  от 99 : 1 до 96 : 4. Наименее чувствительны слои с твердой фазой из  $\text{AgCl}$ .

Количеств. характеристикой С. служит величина  $S$ , обратная количеству освещения  $H$ , создающему на фотографич. материале (в результате его проявления или иной химико-фотографич. обработки) заданный фотографич. эффект, чаще всего определенную опти-

ческую плотность почернения  $D$ . Т. о.  $S = k/H_D = \text{const}$ .

Подробнее о С. как о величине см. *Сенситометрия*.

Лит.: 1) Лялик К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960 (ч. 1 и 4); 2) Чибисов К. В., Основные проблемы химии фотографических эмульсий, М., 1962. Ю. Н. Горюховский.

**СВЕЧА** (св, cd) — единица силы света, значение к-рой принимается таким, чтобы яркость полного излучателя при темп-ре затвердевания платины была равна 60 св на  $1 \text{ см}^2$  (ГОСТ 9867—61).

Световой поток от точечного источника света в 1 св внутри телесного угла в 1 стер равен 1 люмену. С. в *Международной системе единиц* отнесена к основным единицам; воспроизводится Гос. световым эталоном (см. *Световой эталон*). Г. Д. Бурдун.

**СВЕЧЕНИЕ НОЧНОГО НЕБА** — излучение ясного безлунного неба ночью. Внеатмосферная компонента С. н. н. включает излучение звезд, межзвездного газа, Зодиакальный свет, противосияние. Средний спектр этой компоненты подобен спектру Солнца. Атм. компонента С. н. н. является собств. излучением атмосферы Земли ночью при отсутствии полярных сияний. Наиболее полно исследована область спектра С. н. н. 3000 ÷ 25000 Å, в к-рой наблюдаются эмиссии атомов O, Na, H и полюс молекул OH, O<sub>2</sub>, а также эмиссионный непрерывный спектр. В более длинноволновой области (до 22 мк) присутствуют полосы молекул CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>O. Область спектра короче 3000 Å исследуется при помощи геофизич. ракет. Интенсивности всех эмиссий зависят от солнечной активности и меняются с суточной и годовой периодичностью. Максимум интенсивности большинства эмиссий наблюдается в зимние месяцы, минимум — в летние. Подобный характер вариаций имеет и вращат. темп-ра полюс OH, к-рая летом достигает 150—170° К, зимой 300° К и зависит от цикла солнечной активности. Интенсивность эмиссий имеет неоднородную, пятнистую структуру по небу, к-рая отражает динамич. процессы в верхней атмосфере на различных высотах.

Лит.: 1) Атлас спектра излучения ночного неба 3000—12400 Å, М., 1962 (Ин-т физики атмосферы); 2) Чемберлен Дж., Физика полярных сияний и излучения атмосферы, пер. с англ., М., 1963; 3) Физика верхней атмосферы, пер. с англ., под ред. Д. А. Ратклифа, М., 1963. Н. Н. Шефлов.

**СВИНЕЦ** (Plumbum), Pb — хим. элемент IV гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 82, ат. в. 207,19. Природный С. состоит из 4 стабильных изотопов:  $\text{Pb}^{204}$  (1,48%),  $\text{Pb}^{206}$  (23,6%),  $\text{Pb}^{207}$  (22,6%),  $\text{Pb}^{208}$  (52,3%).  $\text{Pb}^{206}$ ,  $\text{Pb}^{207}$  и  $\text{Pb}^{208}$  — конечные продукты распада U, Ac и Th. Радиоактивные ( $\beta^-$ ) изотопы  $\text{Pb}^{210}$  ( $\text{RaD}$ ,  $T_{1/2} = 19,4$  года) и  $\text{Pb}^{212}$  ( $\text{ThB}$ ,  $T_{1/2} = 10,64$  часа) применяются как радиоактивные индикаторы. Электронная конфигурация  $6s^2 6p^2$ . Энергия ионизации (эв)  $\text{Pb}^0 \rightarrow \text{Pb}^+ \rightarrow \text{Pb}^{2+} \rightarrow \text{Pb}^{3+}$  7,37; 14,91 и 31,97.

С. — блестящий металл голубоватого цвета, кристаллич. решетка кубич. гранецентрированная,  $a = 4,9496$  Å. Атомный радиус 1,75 Å, ионные радиусы (Å)  $\text{Pb}^{2+}$  1,26,  $\text{Pb}^{4+}$  0,76. Плотность ( $\text{г/см}^3$ ) 11,3415 (20°, все темп-ры в °C), 11,0 (ок.  $t_{\text{пл}}$ ). Поверхностное натяжение ( $\text{дн/см}$ ) 442 (350°), 401 (1000°). Вязкость (сна) 2,648 (350°), 1,18 (850°),  $t_{\text{пл}}$  327,4°,  $t_{\text{кип}}$  1725°. Теплоты плавления и испарения ( $\text{ккал/г-атом}$ ) 1,22 и 42,4. Упругость насыщенного пара  $p$  (мм рт. ст.) при абс. (Т) темп-ре:  $\lg p = -10130T^{-1} - 0,985 \lg T + 11,16$ . Атомная теплоемкость  $C_p$  6,41  $\text{кал/г-атом} \cdot \text{град}$  (25°). Коэфф. термического расширения  $\alpha = 28,15 \cdot 10^{-6} t + 23,6 \cdot 10^{-9} t^2$  (0—320°). Коэфф. теплопроводности 0,0827  $\text{кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$  (18°). Уд. электросопротивление 20,6  $\text{мком} \cdot \text{см}$  (20°) с темп-рным коэфф.  $3,36 \cdot 10^{-3}$ . При 7,2°K переходит в сверхпроводящее состояние. Работа выхода 4,05 эв. Диамагнитен, уд. магн. восприимчивость  $-0,12 \cdot 10^{-6}$ . С. —



очень мягкий и пластичный металл. Модуль упругости 1800 кг/мм<sup>2</sup>, твердость по Бринеллю 3,8—4,2 кг/мм<sup>2</sup>, предел прочности 1,12 кг/мм<sup>2</sup>, относит. удлинение 50—68%.

С. проявляет валентности 2 и 4. Нек-рые соединения С. очень ядовиты. Благодаря большой плотности С. является хорошим поглотителем рентгеновского и  $\gamma$ -излучения. Массовый коэфф. поглощения 428—10,0 см<sup>2</sup>/г (для длин волн 1,93—0,26 Å). Эффективное сечение поглощения нейтронов незначительно (~0,2 барн). Применяется для защиты от ионизирующих излучений, в химич. машиностроении, в электротехнике.

А. М. Егоров.

**СВИСТКИ** — акустические излучатели, преобразующие энергию струи в энергию акустич. колебаний. В отличие от *сирены*, в С. нет движущихся частей; поэтому они более просты в изготовлении и удобны в эксплуатации. По типу рабочего тела и среды, для к-рой они предназначены, С. делятся на газоструйные и жидкостные. Газоструйные С., в свою очередь, делятся на С. низкого и высокого давления. 1-е, как правило, обладают сравнительно высоким кпд, но отдают малую мощность; поэтому до последнего времени ими пользовались лишь для сигнализации; однако теперь найдены методы повышения их мощности, и они начинают применяться для промышленных целей (коагуляции аэрозолей, ускорения процессов тепло- и массообмена и др.).

Наиболее простой С. низкого давления — губной (рис. 1), состоящий из щелевого сопла 1 и резонансной камеры 2 (чаще всего цилиндрич. типа). Воздух, подаваемый в сопло, разбивается острым краем 3 резонатора на 2 потока: один выходит в окружающую среду, другой попадает в камеру, повышая в ней давление. Через определенные промежутки времени, зависящие от размеров камеры, второй поток прерывает основную струю, вследствие чего возникают периодич. сжатия и разрежения воздуха, распространяющиеся в виде акустич. волн. Частота излучения  $f$  определяется в основном диаметром  $d$  резонансной камеры:  $f = 1,13 K/d$  [гц], где  $K$  — коэфф., зависящий от формы и размера щели, соединяющей резонатор с внешней средой (если  $d$  в мм,  $K \approx 51\,000$ ). Обычно губные С. работают при давлениях воздуха, не превышающих 1,4 ат. Для повышения мощности подобных С. разработаны конструкции, в к-рых резонансная полость имеет тороидальную форму, а щель сопла — кольцевую. В таких С.  $f = (K/d)\sqrt{(D+d)/D}$ , где  $d$  — диаметр сечения тороида, а  $D$  — средний диаметр тороидальной камеры. Такие С. с неск. концентрически расположенными резонаторами позволяют получать мощности до неск. кат.

К С. низкого давления относятся также *Гальтона свисток* и вихревые С. В 1-м воздух подается через кольцевую щель, перед к-рой расположен цилиндрич. резонатор с острым краем. При воздействии возд. потока края резонатора вибрируют, возбуждая акустич. колебания, усиливаемые резонансной камерой. Частота колебаний:  $f = v\sqrt{1 + t/273} / 4(h + K)$ , где  $v$  — скорость звука в газе в мм/сек,  $t$  — темп-ра среды в °С,  $h$  — глубина резонатора в мм и  $K$  — коэфф., зависящий от давления воздуха. Вихревые С. представляют собой цилиндрич. камеру, в к-рую газ (или жидкость) вводится тангенциально; по оси камеры расположена узкая трубка, через к-рую выходит отработанный газ и излучается звуковая энергия. Упругие колебания в таком С. образуются вследствие возникновения вихревого движения газа при больших скоростях потока. Частота колебаний определяется

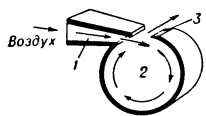


Рис. 1.

диаметром цилиндрич. камеры  $D$  и давлениями воздуха  $p_1$  и  $p_2$  на входе и на выходе:

$$f = (\alpha v/\pi D) \sqrt{(p_1 - p_2)/p_2},$$

где  $\alpha$  — коэфф., учитывающий изменение скорости потока из-за трения о стенки камеры.

К С. высокого давления ( $p > 1,93$  ат) относится *Гартмана генератор* (рис. 2), где звуковые (или ультразвуковые) волны образуются при сверхзвуковом истечении газа из конич. сопла 1. Вытекающий поток 3 имеет ячеистую структуру. Если в такой поток соосно с соплом поместить резонатор 2, то возникают мощные релаксационные колебания, связанные с осцилляцией скачка уплотнения при периодич. наполнении и разгрузке резонатора. В классич. С. Гартмана  $d_c = d_p = h$  и частота генерации  $f = 5860/d_c$  [гц] (если  $d_c$  в см), а  $l$  подбирается в зависимости от величины давления газа в сопле. Мощность такого С. зависит от сечения струи газа и может достигать 0,5 кат при кпд ~ 6%. Изменяя соотношения между  $d_c$ ,  $d_p$  и  $h$  и введя стержень по оси С., кпд последних можно увеличить в 2—3 раза.

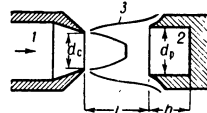


Рис. 2.

Принцип действия и конструкции жидкостных С. аналогичны газоструйным. Наиболее распространен (для эмульгирования, диспергирования и др. процессов) пластинчатый тип жидкостного С. (рис. 3), в к-ром используются резонансные колебания консольно закрепленной металлич. пластины 1 с острым краем. Резонатор возбуждается потоком жидкости из щелевого сопла 2. Собств. частота пластины  $f = 0,162(t/l^2)\sqrt{E/\rho}$  [гц], где  $t$  — толщина пластины в см,  $l$  — ее длина в см,  $E$  — модуль упругости в дин/см<sup>2</sup>,  $\rho$  — плотность материала пластины в г/см<sup>3</sup>.

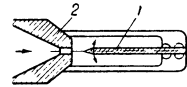


Рис. 3.

Лит.: 1) Школьников Р. Ш., Воздухоструйные генераторы акустических колебаний для коагуляции аэрозолей, «Акустич. ж.», 1963, т. 9, № 3, 368—75; 2) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957. Ю. Я. Борисов.

**СВИСТЯЩИЕ АТМОСФЕРИКИ** (радиосвист) — радиоволны, излучаемые атмосферными разрядами (напр., молниями), к-рые из-за крутого падения на ионосферу проникают через нее и, распространяясь вдоль силовых линий магнитного поля Земли, попадают в другое полушарие, где они обнаруживаются в *радиоприемных устройствах* в виде характерных «свистов» (см. *Распространение радиоволн, Атмосферика*).

**СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ** — одна из термодинамич. функций, определяемых равенством:  $F = U - TS$ , где  $U$  — внутренняя энергия,  $T$  — абс. темп-ра,  $S$  — энтропия системы. При изотермич. переходе системы из состояния в к-ром С. э. имеет значение  $F_1$ , в состоянии со значением С. э.  $F_2$ , системой совершается макроскопич. работа  $A \leq F_1 - F_2$ . Знак неравенства относится к необратимым процессам, знак равенства — к обратимым, т. е. макс. работа производится при обратимых процессах. Физич. смысл понятия С. э. заключается в том, что макроскопич. работа при изотермич. процессе определяется не разностью внутренних энергий, а разностью С. э., т. к. при изотермич. процессе необходим дополнительный обмен энергией между системой и средой для поддержания постоянной температуры в системе (см. *Потенциалы термодинамические*).

С. э. является характеристич. функцией для переменных  $T$  и  $V$  (объем системы). Это означает, что давление  $p$  и энтропия системы могут быть получены дифференцированием С. э.:  $p = -(\partial F/\partial V)_T$ ;  $S =$

$= -(\partial F / \partial T)_V$ . В более сложных случаях состояние системы определяется не только параметрами  $T$  и  $V$ , но и нек-рыми другими параметрами  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , характеризующими влияние внешних тел на систему. Тогда  $S. \epsilon.$  будет функцией также и этих переменных. Условия термодинамич. равновесия при этом сводятся к требованию минимума  $S. \epsilon.$  при постоянных  $T, V, x_i$ . Производная  $X_i = -(\partial F / \partial x_i)_{T, V, x_k}$  при  $k \neq i$  является обобщенной силой, к-рая действует на систему при изменении параметра  $x_i$ . И. А. Квасников.

**СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — то же, что *собственные колебания*.

**СВЧ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ** — 1) приборы СВЧ, основанные на нелинейной проводимости газоразрядного промежутка (антенные переключатели с газовыми разрядниками, газоразрядные умножители частоты, коммутаторы, аттенуаторы, фазовращатели); 2) газоразрядные (плазменные) генераторы и усилители СВЧ и газоразрядные генераторы шумов.

Антенные переключатели применяются в радиолокации для быстрых автоматич. переключений антенны от приемника к передатчику (в режиме работы передатчика) и для обратного переключения при неработающем передатчике. Наиболее распространен ответвительный переключатель, к-рый состоит из резонансных разрядников блокировки передатчика РБП и разрядников защиты приемника РЗП (рис. 1). Резонансные газовые разрядники конструируются в виде объемных резонаторов, у к-рых в пучности электрич. поля находится разрядный промежуток. Под воздействием СВЧ мощности передатчика в разрядных промежутках возникает разряд высокочастотный, проводимость их резко возрастает и происходит переключение.

Распространен также балансный переключатель, представляющий собой мостовую схему на двояном разряднике. Разрядники с высокой добротностью резонатора (узкополосные) имеют механич. настройку на частоту передатчика. Разрядники с низкой добротностью (широкополосные) обычно не имеют перестройки. Для облегчения развития СВЧ разряда в непосредственной близости с разрядным промежутком с помощью дополнитель. электрода создается всмоугательный тлеющий разряд.

Основные параметры резонансных разрядников: 1) резонансная длина волны и время восстановления  $\tau_e$ , зависящее от скорости спада электронной концентрации в послеразрядный период. Малость времени деэлектронизации (исчезновения свободных электронов) достигается выбором рода и давления газа, внесением электроотрицат. примесей (напр., паров воды), уменьшением размеров разрядного промежутка и др. (см. Деионизация). Для РЗП существенны также: полоса пропускания и диапазон перестройки, потери в режиме приема и просачивающаяся к приемнику

в процессе развития и горения разряда мощность от передатчика.

Газоразрядные эталонные источники шума имеют практически непрерывный спектр до частот  $\sim 10$  Гц и постоянную спектральную плотность излучаемой мощности. Они широко применяются для калибровки и измерения шумов радиоприемных устройств СВЧ. Генератор шума представляет собой секцию СВЧ тракта, внутри к-рой расположена часть газоразрядной трубки с положит. столбом разряда на постоянном токе. Трубка обычно имеет катод термомлектронный и помещается в тракт СВЧ так, чтобы внести миним. отражение. Шумовая мощность, подающаяся на вход приемника,  $P = kT_e \Delta f$  (ф-ла Найквиста), где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — темп-ра электронов в положит. столбе,  $\Delta f$  — полоса пропускания приемника.

Газоразрядные шумовые трубки обычно наполняются He, Ne, Ar, Xe при давлении  $p = (5-30)$  мм рт. ст.;  $T_e$  ( $\sim$  дес. тыс. градусов) зависит от  $p$  и рода газа.

Ведутся работы по созданию других СВЧ г. п., в частности, умножителей частоты и детекторов (нелинейные свойства разряда), плазменных усилителей и генераторов, в к-рых электронный поток, пронизывающий плазму, взаимодействует с волнами в плазме, аттенуаторов и фазовращателей. Ослабление СВЧ волны в аттенуаторе осуществляется за счет поглощения мощности плазмой, сдвиг фаз в фазовращателе — за счет реактивной составляющей проводимости плазмы. Плазма в этих приборах создается внешним источником. Регулируя ток разряда, можно изменять параметры этих приборов.

Лит.: 1) Антенные переключатели, пер. с англ., под ред. Р. И. Перец, М., 1950; 2) Ашкензис Д. Я. [и др.], Резонансные разрядники, «Тр. НИИ МРТП», 1957, вып. 4 (40), с. 3—37; 3) D u t t L., Plug-in T. R. tubes for use in S-band duplexers, «Le Vide», 1957, № 67, p. 93—108; 4) B r a d l e y E. M., P r i n g l e D. H., The theory and design of gas-discharge micro-wave attenuators, «J. Brit. Instn Radio Engrs», 1955, v. 15, № 1; 5) Старик А. М., Основные направления в разработке разрядников для антенных переключателей (Обзор), «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 7, с. 1035; 6) Лебедев И. В., Техника и приборы сверхвысоких частот, т. 1, М.—Л., 1961. Ю. В. Горюхов.

**СВЧ ГЕНЕРАТОРЫ** — генераторы электрич. колебаний, частота к-рых  $f \geq 3 \cdot 10^9$  гц ( $\lambda \leq 10$  см). К СВЧ г. часто относят генераторы дециметровых волн. Все эти устройства можно разделить на неск. групп: 1) приборы, аналогичные обычным ламповым генераторам, напр. триодные СВЧ г., в к-рых применяются триоды СВЧ, а анодные и сеточные контуры — распределенные системы (обычно — коаксиальные резонаторы). Триодные СВЧ г. работают в низкочастотной области диапазона СВЧ. 2) СВЧ электронные приборы (клинтроны, магнетроны, лампы беущей волны, лампы обратной волны и др.), диапазон к-рых простирается до миллиметровых волн. Мощность триодных СВЧ г. и электронных приборов СВЧ — от десятков мвт до десятков Мвт. 3) Генераторы на твердом теле, к к-рым относятся параметрические генераторы с низкочастотной накачкой; генераторы на туннельных диодах (см. Полупроводниковый генератор), представляющие собой объемные резонаторы, в цепь к-рых для регенерации (компенсации потерь) введены туннельные диоды, и др. 4) К СВЧ г. относятся также квантовые генераторы диапазона СВЧ, в т. ч. парамагнитные (см. Молекулярный генератор). К СВЧ г. можно условно отнести и умножители частоты (умножит. триоды, умножители на полупроводниковых диодах), к-рые в сочетании с более низкочастотными генераторами преобразуют их частоту в СВЧ.

**СВЧ ИОННЫЕ ПРИБОРЫ** — см. СВЧ газоразрядные приборы.

**СВЧ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ** в широком смысле — устройства для усиления, генерации и пре-

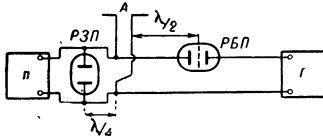


Рис. 1. Схема включения резонансных разрядников в радиолокаторе; Г — генератор, А — антенна, П — приемник, РБП — разрядник блокировки передатчика, РЗП — разрядник защиты приемника,  $\lambda$  — рабочая длина волны.

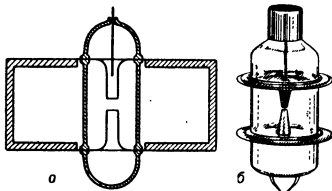


Рис. 2. Узкополосный разрядник с внешним резонатором: а — разрез, б — общий вид.

образования электрич. колебаний (электромагнитных волн) в диапазоне СВЧ (от 300 Мгц до 300 Ггц); в узком смысле — электровакуумные приборы, выполняющие эти ф-ции в этом же диапазоне.

В области СВЧ длина волны  $\lambda$  (от 1 м до 1 мм) сравнима с размерами устройств или меньше их, а период колебаний  $T$  сравним с временем пролета электронов  $\tau_{пр}$  в приборе (временем их взаимодействия с переменным полем). Малость  $\lambda$  приводит к тому, что цепи с сосредоточенными параметрами (в частности, обычный *колебательный контур* с индуктивностью и емкостью) становятся непригодными, т. к. квазистационарное приближение, в рамках к-рого они осуществляются и рассчитываются, перестает соответствовать действительности. Поэтому колебат. контуры с сосредоточенными параметрами заменяются *объемными резонаторами*, коаксиальными и *двухпроводными линиями* (для сантиметровых и более коротких волн) — *волноводами*, а вместо фильтров и *линий задержки* появляются волноводные системы. Из-за малости  $T$  энергия, отдаваемая электронами, не определяется, как в обычных *электронных лампах*, мгновенным напряжением, а зависит от характера движения электрона в переменном электромагнитном поле и значительна только при наличии фазовой фокусировки (группировки электронов). Указанные особенности приводят к тому, что область взаимодействия электронов с полем невозможно отделить от колебат. системы. Т. о., электронное устройство в СВЧ э. п. конструктивно связано с резонаторами, или замедляющими системами (волноводами), составляя с ними единое целое. Теоретич. основой СВЧ э. п. служит классич. электродинамика (теория СВЧ э. п. — прикладная электродинамика [1, 2]).

Различают СВЧ э. п. большой мощности ( $P > 1$  квт), средней ( $P < 1$  квт) и малой ( $P < 0,1$  квт). Получение значит. мощностей в СВЧ диапазоне пока возможно только с помощью электровакуумных приборов. В длинноволновой части этого диапазона применяются *электронные лампы* в сочетании с объемными резонаторами (обычно коаксиального типа). Вакуумные *диоды* СВЧ работают до частот 2—5 Ггц, как детекторы уровня мощности, *смесители* и *умножители частоты* (см. *Умножение частоты*). *Триоды* практически работают до этих же частот. Особенность диодов и триодов СВЧ — малое расстояние между катодом и анодом, что позволяет получить время пролета электрона между электродами лампы  $\tau_{пр} < T$ .

Для  $\lambda \sim 50$ —100 см разработаны спец. мощные *лучевые тетроды* — *резонаторы*. В них также применена система коаксиальных резонаторов и уменьшено расстояние между электродами. Резонаторы работают при мощностях в дес. квт в режиме непрерывного усиления или генерирования при кпд  $\sim 50\%$ . Эти устройства стоят на границе между обычными радиолампами и СВЧ э. п. и работают в предельных для себя условиях.

Первый и один из наиболее характерных СВЧ э. п. — *клинотрон* [4, 5], в к-ром для создания электронного пучка, модулированного по плотности, используется группировка электронов по скоростям. Пучок ускоренных электронов первоначально проходит через область переменного поля, в к-рой происходит модуляция скорости электронов. Затем, после значительного (по сравнению с  $T$ ) пролетного времени электроны, из-за разницы в скоростях, собираются в сгустки и возбуждают в резонаторе колебания СВЧ. Наиболее распространены однорезонаторные *отражатели* и *клинотроны* как маломощные *гетеродины* и генераторы во всем диапазоне СВЧ. Разработаны *клинотроны* средней мощности ( $P \sim 1$  квт), а также мощные *многорезонаторные клинотроны* с импульсной мощно-

стью в дес. Мвт (при  $\lambda = 10$  см). Резонаторы таких клинотронов связаны между собой только общим электронным пучком и *полоса пропускания* в них невелика (5—7%).

Широкополосные СВЧ э. п. характеризуются длит. взаимодействием замедленной электромагнитной волны с электронным пучком. В таких устройствах фазовая скорость электромагнитных волн совпадает со средней скоростью электронов; поэтому группировка электронов в сгустки и их взаимодействие с замедляющей системой происходит на протяжении всего пути электронов (приборы *электронно-лучевого типа*). В *лампе безущей волны* (ЛБВ) обычно применяются замедляющие системы с фазовой скоростью, слабо зависящей от частоты (обычно спираль); поэтому ЛБВ — широкополосный усилитель СВЧ. В *лампе обратной волны* (ЛОВ) — эффективном генераторе СВЧ, также имеет место длит. взаимодействие пучка с полем СВЧ, но здесь с электронным пучком взаимодействует пространственная гармоника поля замедляющей системы, фазовая скорость к-рой близка к скорости электронов и противоположна групповой скорости волны, направленной, т. о., обратно движению электронов. В ЛОВ фазовая скорость замедляющей системы (напр., системы щелевых или штыревых резонаторов) сильно зависит от частоты. Изменяя скорость электронов, в ЛОВ можно управлять частотой генерации в широких пределах.

Особый класс СВЧ э. п. — устройства со скрещенными электрич. и магнитным полями [6, 7, 8]. В этих приборах фазовая скорость волны в резонансной или замедляющей системах совпадает со скоростью дрейфа электронов в постоянных скрещенных полях  $E$  и  $H$   $v = cE/H$ . При движении электронов в этих приборах благодаря СВЧ полю также происходит образование электронных сгустков, к-рые в свою очередь поддерживают колебания СВЧ, возбуждая резонатор или замедляющую систему. Наиболее распространен многорезонаторный *магнетрон* — мощный генератор СВЧ. На основе использования скрещенных полей осуществлены также мощные генераторные ЛОВ и усилит. ЛБВ. Усилит. лампы магнетронного типа (*амплитроны* и *платинотроны*) отличаются большой импульсной мощностью и высоким кпд (до 70—80%). Как мощное устройство непрерывного генерирования предложен плоский магнетрон — *планотрон* [8].

Для многих электровакуумных СВЧ э. п. характерна работа в импульсном режиме, в к-ром развивается мощность в сотни и тыс. раз больше средней. Длительность импульсов (обычно  $\sim 1$  мксек), как правило, достаточно велика, чтобы считать электронные процессы на протяжении большей части импульса установившимися. Необходимость импульсного режима обусловлена, с одной стороны, областью применения СВЧ э. п. (напр., импульсная *радиолокация*); с другой стороны — трудностями теплоотвода, возникающими при непрерывной работе. Особенно велики тепловые потери на очень высоких частотах, где кпд приборов, как правило, невелик.

При переходе к меньшим  $\lambda$  в геометрически подобных устройствах трудности теплоотвода возрастают. Мощность  $P$  при этом изменяется  $\sim \lambda^2$ . Это условие (у словие подобия) соответствует постоянству плотности потока энергии и постоянству напряженности электромагнитного поля при геометрически подобном изменении прибора и достаточно хорошо оправдывается на практике. Из него следует, что плотность электронного тока  $i \sim \lambda^{-1}$ ; в частности, при переходе к более высоким частотам плотность тока на катоде возрастает. Поэтому одна из основных трудностей в разработке СВЧ э. п. — создание *катодов термоэлектронных* с высокой плотностью эмиссии. Это относится и к магнетронам с протяжен-

ным цилиндрич. катодом, и к приборам электронно-лучевого типа. Для последних существенно также получение хорошо коллимированного электронного пучка с высокой плотностью тока (спец. эффективные электронные прожекторы и различные методы магнитной и электростатич. фокусировки). Общая проблема всех мощных СВЧ э. п. — вывод генерируемой мощности, к-рый осуществляется с помощью спец. вакуумно-плотных волноводных окон из материалов с малыми диэлектрич. потерями (керамика, кварц, спец. сорта стекла).

СВЧ э. п. малой мощности служат гл. обр. для обнаружения и усиления слабых сигналов СВЧ. Основной их характеристикой, наряду с полосой пропускания и коэфф. усиления, является уровень собств. шумов, ограничивающий чувствительность прибора. Простейшие СВЧ э. п. такого типа — *полупроводниковые диоды* [детекторы приемников прямого усиления, смесители в супергетеродинах (см. *Радиоприемные устройства*) и умножители частоты]. Точечные кремниевые и германиевые диоды применяются до частот в сотни ГГц. *Туннельные диоды* служат для усиления и генерации колебаний СВЧ до частот  $\sim 10\text{--}30$  ГГц (см. *Полупроводниковый усилитель*, *Полупроводниковый генератор*). Наименьшими собств. шумами обладают *параметрические усилители* на полупроводниковых диодах и парамагнитные *квантовые усилители* (мазеры), у к-рых шумовая температура  $T_{ш}$  при частотах  $\sim 10$  ГГц достигает  $50^\circ\text{К}$ . Электровакуумные приборы СВЧ обычно имеют высокую  $T_{ш}$ , обусловленную наличием нагретого катода; наилучшими шумовыми характеристиками обладают ЛБВ.

К маломощным СВЧ э. п. следует также отнести *шумовые генераторы*. Кроме наиболее распространенного газоразрядного шумового генератора (см. *СВЧ газоразрядные приборы*), применяются также электровакуумный диод ( $T_{ш}$  определяется дробовым эффектом) и запертый магнетрон (цилиндрич. диод в сильном магнитном поле, у к-рого  $T_{ш}$  достигает  $10^5$  К [3]).

Основные области применения СВЧ э. п. — радиолокация и радиосвязь; в связи переход к СВЧ э. п. позволяет расширить полосу частот, в радиолокации — увеличить точность локализации объектов. *Радиоастрономия* также существенно опирается на СВЧ э. п. (см. *Радиотелескопы*); с помощью СВЧ э. п. осуществлена космич. радиосвязь. Развитие СВЧ э. п. связано также с созданием *ускорителей заряженных частиц* (в первую очередь *линейных ускорителей электронов и микротронов*) и с исследованием *плазмы*. Создание СВЧ э. п. привело к развитию *радиоспектроскопии*.

Применение в СВЧ э. п. электронных пучков со скоростями, близкими к скорости света, привело к возникновению *релятивистской* (мегавольтовой) электроники, основная идея к-рой состоит в использовании излучения релятивистских электронов (излучение Черенкова, *синхротронное излучение*) для получения колебаний СВЧ и более высоких частот субмиллиметрового и оптич. диапазонов. Основная трудность релятивистской электроники — получение электронных пучков, дающих когерентное излучение и поддержание группировки быстрых электронов в процессе их взаимодействия.

Распространение методов СВЧ э. п. в сторону более длинных волн ( $\lambda > 1$  м) в силу соотношения  $P \sim \lambda^2$  привело бы к созданию сверхмощных электронных приборов больших геометрич. размеров. При переходе к более высоким частотам (субмиллиметровый диапазон) возникают 2 принципиальные трудности: во-первых, обычные волноводы и резонаторы из-за малости размеров и увеличения затухания (на единицу длины) перестают обеспечивать передачу и накопление энер-

гии. Во-вторых, требуемые плотности тока электронов и напряженности постоянных полей (электрического и магнитного) выходят за пределы доступного. Так, напр., уже при  $\lambda = 1$  мм резонансное (циклотронное) значение магнитного поля  $H_{ц} = 10^5$  э. В этом диапазоне следует ожидать развития новых методов передачи энергии и возбуждения колебаний. Вместо волноводов и резонаторов возможно применение квазиоптич. устройств [зеркала, линзы, дифракционные решетки, интерферометры и эталоны Фабри — Перо (открытые резонаторы)]. В диапазоне инфракрасных и оптич. частот методы квантовой электроники привели к созданию *оптических генераторов* (лазеров). Можно ожидать, что в диапазоне субмиллиметровых волн также возникнут свои эффективные методы генерации и усиления.

*Лит.:* 1) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 2) Slater J. C., Microwave electronics, N. Y. — Toronto — L., 1954; 3) Гинзтон Э. Л., Измерения на сантиметровых волнах, пер. с англ., М., 1960; 4) Лебедев И. В., Техника и приборы сверхвысоких частот, т. 1, М.—Л., 1961; 5) Коваленко В. Ф., Введение в электронику сверхвысоких частот, 2 изд., М., 1955; 6) Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, пер. с англ., под общ. ред. М. М. Федорова, т. 1—2, М., 1961; 7) Капица П. Л., Электроника больших мощностей, М., 1962. С. П. Камыца.

**СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — собств. колебания в сложной колебат. системе, состоящей из связанных между собой простейших (парциальных) систем. См. *Связанные системы*.

**СВЯЗАННЫЕ СИСТЕМЫ** колебательные — колебат. системы с двумя и более степенями свободы, рассматриваемые как совокупность систем с одной степенью свободы каждая (парциальных систем), взаимодействующих между собой. По характеру колебаний в каждой из парциальных систем можно сделать заключения о нек-рых характерных чертах колебаний в исходной С. с.

Разделить С. с. на части можно различными способами. Однако, чтобы такое разделение позволило сделать заключения о характере колебаний в С. с., необходимо применять вполне определенный способ выделения парциальных систем, обеспечивающий возможность установить независимость от выбора координат связь между свойствами парциальных систем и состоящей из них С. с. Выбрав  $n$  координат С. с. и полагая поочередно только одну из них отличной от нуля, а все остальные ( $n - 1$ ) равными нулю, получаем  $n$  парциальных систем с одной степенью свободы каждая. Так, для линейной С. с., описываемой уравнениями Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = - \frac{\partial U}{\partial q_i}, \quad (1)$$

(где  $q_i$  — обобщенные координаты), в случае С. с. с двумя степенями свободы выражения для потенциальной энергии  $U$  и кинетической  $T$  имеют вид

$$\begin{aligned} U &= a_{11}q_1^2 + 2a_{12}q_1q_2 + a_{22}q_2^2, \\ T &= b_{11}\dot{q}_1^2 + 2b_{12}\dot{q}_1\dot{q}_2 + b_{22}\dot{q}_2^2; \end{aligned} \quad (2)$$

тогда для 1-й парциальной системы ( $q_2 = 0$ )  $U_1 = a_{11}q_1^2$ ;  $T_1 = b_{11}\dot{q}_1^2$ , а для 2-й ( $q_1 = 0$ )  $U_2 = a_{22}q_2^2$ ;  $T_2 = b_{22}\dot{q}_2^2$ . Подставив выражения для  $U_1$  и  $T_1$ ,  $U_2$  и  $T_2$  в (1), получим дифференциальные уравнения для двух парциальных систем:  $b_{11}\ddot{q}_1 + a_{11}q_1 = 0$ ,  $b_{22}\ddot{q}_2 + a_{22}q_2 = 0$ , откуда угловые частоты  $p_1$  и  $p_2$  собств. колебаний парциальных систем («парциальные частоты») определяются выражениями  $p_1^2 = a_{11}/b_{11}$ ,  $p_2^2 = a_{22}/b_{22}$ . Аналогично, подставляя в (1) выражения  $U$  и  $T$  для исходной С. с., получим дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned} b_{11}\ddot{q}_1 + b_{12}\ddot{q}_2 + a_{11}q_1 + a_{12}q_2 &= 0, \\ b_{12}\ddot{q}_1 + b_{22}\ddot{q}_2 + a_{12}q_1 + a_{22}q_2 &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Если состояние равновесия С. с. устойчиво (т. е. в этом состоянии  $U$  имеет минимум), то, полагая, что существуют решения вида

$$q_1 = C \cos(\omega t + \varphi_1), \quad q_2 = kC \cos(\omega t + \varphi_2), \quad (4)$$

и подставляя их в (3), можно найти условия, при к-рых решения (4) удовлетворяют ур-ниям (3):

$$\begin{aligned} - (b_{11} + b_{12}k) \omega^2 + a_{11} + a_{12}k &= 0, \\ - (b_{12} + b_{22}k) \omega^2 + a_{12} + a_{22}k &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Из этих условий получаются 2 положит. значения для  $\omega$  ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ), к-рым соответствуют 2 значения  $k$  ( $k_1$  и  $k_2$ ); общие решения представляют собой суперпозицию решений вида (4), соответствующих парам значений  $\omega_1$  и  $k_1$ ,  $\omega_2$  и  $k_2$ :

$$\begin{aligned} q_1 &= C_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + C_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2), \\ q_2 &= k_1 C_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + k_2 C_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Значит, по каждой координате происходит 2 гармонич. колебания (т. н. *нормальные колебания*) с различными угловыми частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (т. н. частотами связи или нормальными частотами С. с.), значения к-рых определяются параметрами системы, так же как коэфф.  $k_1$  и  $k_2$ , определяющие отношения между амплитудами каждого из нормальных колебаний по 1-й и 2-й координате. Сами же амплитуды  $C_1$  и  $C_2$  двух норм. колебаний по одной координате определяются нач. условиями, так же как начальные фазы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  обоих норм. колебаний по двум координатам. Найдя из (5) значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ,  $k_1$  и  $k_2$ , выраженные через параметры С. с., и подставив их в решения (6), можно исследовать характер колебаний в С. с. при различных нач. условиях и определить «взаимное расположение» нормальных и парциальных частот. Однако  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $k_1$  и  $k_2$  выражаются через параметры системы сравнительно сложным образом и рассмотрение в общем виде характера колебаний в С. с. даже с двумя степенями свободы при различных нач. условиях мало наглядно. Поэтому роль нач. условий и соотношение между нормальными и парциальными частотами рассматривается на частном, но наглядном примере.

Две «точечные» массы  $m_1$  и  $m_2$ , могущие перемещаться по оси  $x$  (рис. 1), удерживаются в положениях равновесия  $x_{01}$

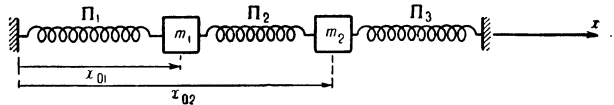


Рис. 1.

и  $x_{02}$  тремя «невесомыми» пружинами  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ , коэфф. упругости к-рых  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$ . Обе массы вместе с пружинами представляют собой С. с. с двумя степенями свободы. В ка-

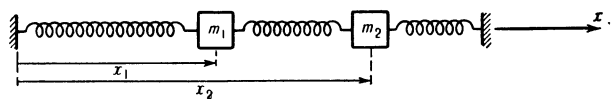


Рис. 2.

честве координат С. с. можно выбрать, напр.,  $x_1$  и  $x_2$  (рис. 2). Тогда для получения 1-й парциальной системы нужно положить  $x_2 = 0$ , т. е. закрепить  $m_2$  в положении  $x_{02}$  (рис. 3).

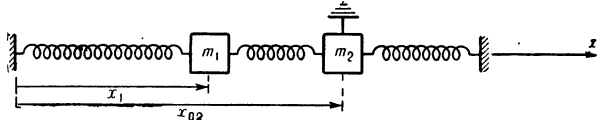


Рис. 3.

Аналогично для получения 2-й парциальной системы необходимо закрепить  $m_1$  в положении  $x_{01}$  (рис. 4). В 1-ю парциальную систему входит  $m_1$  и  $P_1$ ,  $P_2$ , во 2-ю —  $m_2$  и  $P_2$  и  $P_3$ .

Если  $m_1$  и  $m_2$  смещены относительно нач. положения соответственно на  $\Delta x_1 = x_1 - x_{01}$  и  $\Delta x_2 = x_2 - x_{02}$ , то в С. с.

на массу  $m_1$  со стороны пружины  $P_1$  будет действовать сила  $\alpha \Delta x_1$  и со стороны пружины  $P_2$  — сила  $\alpha (\Delta x_2 - \Delta x_1)$ , а на массу  $m_2$  со стороны пружины  $P_2$  — сила  $\alpha (\Delta x_2 - \Delta x_1)$  и со

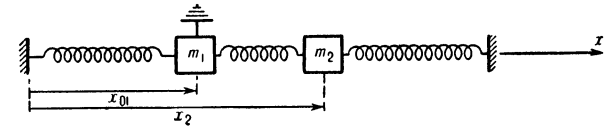


Рис. 4.

сторону пружины  $P_3$  — сила  $\alpha \Delta x_2$ . Таким образом в С. с. на каждую из масс будет действовать, соответственно, восстанавливающая сила

$$F_1 = \alpha (\Delta x_2 - 2\Delta x_1) \quad \text{и} \quad F_2 = \alpha (\Delta x_1 - 2\Delta x_2). \quad (7)$$

Для того чтобы определить  $F_{1n}$  и  $F_{2n}$ , действующие со стороны пружин в парциальных системах, нужно в (7) положить равным нулю, соответственно,  $\Delta x_2$  и  $\Delta x_1$ ; тогда

$$F_{1n} = -2\alpha \Delta x_1 \quad \text{и} \quad F_{2n} = -2\alpha \Delta x_2, \quad (8)$$

откуда сразу определяются парциальные частоты

$$p_1^2 = 2\alpha/m_1 \quad \text{и} \quad p_2^2 = 2\alpha/m_2. \quad (9)$$

Силы  $F_1$  и  $F_2$  отличны от сил  $F_{1n}$  и  $F_{2n}$  вследствие того, что в С. с. длина пружины  $P_2$ , а значит, и сила, действующая со стороны  $P_2$  на каждую из масс, зависит от смещений обеих масс (в этом и выражается здесь связь между парциальными системами). Восстанавливающие силы (7) сообщают массам  $m_1$  и  $m_2$ , вообще говоря, различные ускорения

$$j_1 = \frac{\alpha}{m_1} (\Delta x_2 - 2\Delta x_1) \quad \text{и} \quad j_2 = \frac{\alpha}{m_2} (\Delta x_1 - 2\Delta x_2). \quad (10)$$

Однако при определенных условиях обе массы могут совершать гармонич. колебания с одним и тем же периодом, для чего отношение ускорения к смещению для обеих масс должно быть одинаковым. Это будет иметь место, если массам  $m_1$  и  $m_2$  сообщены начальные смещения  $\Delta x_{01}$  и  $\Delta x_{02}$ , отношение к-рых

$$k_{1,2} = \frac{(m_2 - m_1) \pm \sqrt{(m_2 - m_1)^2 + m_1 m_2}}{m_2}. \quad (11)$$

Из двух значений  $k_1$  и  $k_2$  положительное соответствует одинаковым знакам смещений  $\Delta x_1$  и  $\Delta x_2$  — «синфазным колебаниям», а отрицательное — разным знакам смещения — «противофазным колебаниям». Из (7) видно, что частота синфазных колебаний меньше частоты противофазных. Т. о., 2 значения  $k_1$  и  $k_2$  разных знаков соответствуют двум гармонич. колебаниям с различными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , т. е. как раз тем норм. колебаниям, суперпозицией к-рых являются общие решения (6). То из нормальных колебаний с частотой  $\omega_1$ , к-рому соответствует  $k_1 > 0$ , является синфазным, 2-е с частотой  $\omega_2$  и  $k_2 < 0$  — противофазным.

Из выражений (7) и (8) можно установить соотношения между парциальными и нормальными частотами; для определенности положим, что  $m_2 > m_1$ , а значит,  $p_1 > p_2$ . Частота синфазного нормального колебания  $\omega_1 < p_1$ , противофазного колебания  $\omega_2 > p_2$ . Т. о.,

$$\omega_1 \leq p_1 \leq p_2 \leq \omega_2, \quad (12)$$

т. е. нормальные частоты не могут оказаться внутри интервала, ограниченного парциальными частотами. Знаки равенства вместо знаков неравенства могут появиться в (12) при другом выборе координат, определяющих положение С. с. (см. ниже).

Для выяснения роли выбора координат С. с. рассмотрим предварительно частный случай, когда  $m_1 = m_2$ , пользуясь теми же координатами, что и прежде, т. е. частный случай идентичных парциальных систем; тогда, согласно (9),  $p_1 = p_2$  и  $\omega_1 \leq p_1 = p_2 \leq \omega_2$ . Из (11) видно, что в этом случае  $k_{1,2} = \pm 1$ , т. е. каждое из норм. колебаний в С. с. имеет по своим координатам одинаковые амплитуды. Чтобы возбудить только синфазное норм. колебание, нужно сообщить двум массам одинаковые по величине начальные отклонения в одну сторону, а чтобы возбудить только противофазное нормальное колебание — одинаковые нач. отклонения в разные стороны.

В общем случае, когда начальные отклонения обеих масс различны, эти отклонения можно представить как сумму двух отклонений, одного — одинакового для обеих масс и другого — одинакового по величине и противоположного по направлению для обеих масс. Соответственно, в С. с. возникнут оба нормальных колебания с амплитудами, определяемыми соотношением между обоими начальными отклонениями. Поскольку  $\omega_1 \neq \omega_2$ , то в результате сложения двух норм. колебаний возникнет биения с угловой частотой  $\Omega = |\omega_1 - \omega_2|$ , т. е. периодом  $\tau = 2\pi/|\omega_1 - \omega_2|$  и «глубиной», равной разности амплитуд обеих норм. колебаний; «глубина» биений будет тем больше, чем ближе к 1 значения  $|k_1|$  и  $|k_2|$ . В частности, при  $m_1 = m_2$  и  $|k_1| = |k_2| = 1$  амплитуда результирующего колебания каждой из масс будет попеременно падать до нуля. Если начальное отклонение только одной из масс, напр.  $m_1$ , отлично от нуля, а 2-й массы  $m_2$  равно нулю, то амплитуда колебаний  $m_1$  будет уменьшаться, а  $m_2$  — возрастать; через полпериода амплитуда  $m_1$  упадет до нуля, а  $m_2$  будет совер-

шать колебания с амплитудой, равной начальной амплитуде  $m_1$ , и т. д. Проследить за происходящей при этом перекачкой энергии колебаний от одной массы к другой удобно, рассматривая моменты, когда обе массы  $m_1$  и  $m_2$  проходят через положение равновесия  $x_{01}$  и  $x_{02}$ , что происходит всегда одновременно, т. к. при  $\Delta x_1 = 0$  также и  $\Delta x_2 = 0$  и вся энергия колебаний превращается в кинетич. энергию колеблющихся масс. В начале (при максим. амплитуде массы  $m_1$  и покоящейся массе  $m_2$ ) вся энергия С. с. (в указанные выше моменты) представляется собой кинетич. энергию массы  $m_1$ , а через полпериода биений накапливается в виде кинетич. энергии массы  $m_2$  и т. д. (конечно, если пренебрегать затуханием колебаний в С. с.).

В случае  $m_1 \neq m_2$ , чем больше различаются  $m_1$  и  $m_2$ , тем больше отличие  $|k_1|$  и  $|k_2|$  от единицы, т. е. тем больше различаются амплитуды обоих норм. колебаний в С. с. и тем меньше «глубина» биений; это значит, что только малая доля энергии, сообщенная одной из масс, переходит за полпериода биений к другой массе и обратно.

Вернемся снова к модели, в к-рой  $m_1 = m_2$ , но введем новые координаты С. с. в виде линейных комбинаций прежних координат  $x_1$  и  $x_2$ ; напр., оставив прежней координату  $x_1$  массы  $m_2$ , введем вместо  $x_2$  новую координату  $x'_2 = x_2 - x_1$  (рис. 5). Тогда смещение массы  $m_1$  выразится по-прежнему:  $\Delta x_1 = x_1 - x_{01}$ ,

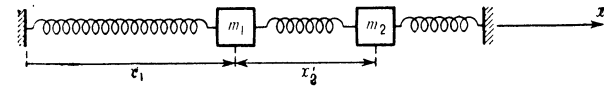


Рис. 5.

а смещение  $m_2$  иначе:  $\Delta x'_2 = \Delta x_2 - \Delta x_1$ . При таком выборе координат для получения 1-й парциальной системы следует положить  $\Delta x'_2 = 0$  или  $\Delta x_2 = \Delta x_1$ , т. е. связать массы  $m_1$  и  $m_2$  жестким стержнем пренебрежимо малой массы (рис. 6), а для получения 2-й парциальной системы — положив  $\Delta x_1 = 0$ , т. е. закрепив массу  $m_2$  в положении равновесия (рис. 3).

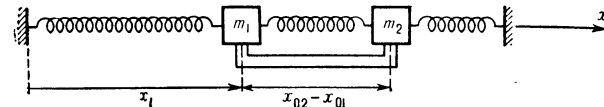


Рис. 6.

Тогда колебание 1-й парциальной системы совпадает с синфазным нормальным колебанием С. с. 2-я парциальная система остается такой же, как и раньше (когда координатами С. с. служили  $x_1$  и  $x_2$ ), а значит, 2-я парциальная частота  $p'_2 = p_2$ . Т. о., на этом примере видно, что от выбора координат С. с. зависят свойства выделяемые из нее парциальных систем и, в частности, значения парциальных частот. Однако норм. частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и коэфф.  $k_1$  и  $k_2$  не зависят от выбора координат С. с. и определяются только ее физ. свойствами. Для рассматриваемого случая, когда положение С. с. определяется координатами  $x_1$  и  $x'_2$ , соотношение (12) принимает вид  $\omega_1 = p_1 < p_2 < \omega_2$ . Можно выбрать новые координаты иным способом; напр., оставив прежней координату  $x_2$  и введя новую координату  $x'_1 = x_1 + x_2$ ; тогда частота 2-й парциальной системы  $p'_2$  будет совпадать с частотой  $\omega_2$  противофазного норм. колебания. 2-я парциальная система получается при  $x'_1 = 0$ , т. е.  $x_2 = -x_1$ ; реализовать эту парциальную систему можно, соединив массы  $m_1$  и  $m_2$  к-л. механизмом, к-рый допускает только равные по величине и противоположные по направлению смещения масс  $m_1$  и  $m_2$  от их положений равновесия.

Наконец, можно ввести сразу 2 новые координаты  $x'_1 = x_1 + x_2$  и  $x'_2 = x_2 - x_1$ ; тогда 2 парциальные частоты будут равны, соответственно, двум норм. частотам С. с. Выбранные таким образом координаты представляют собой норм. координаты рассматриваемой С. с. Выражение (12) в этом случае принимает вид  $\omega_1 = p_1 < p_2 = \omega_2$ . Таким образом, при различном выборе координат С. с. в соотношении (12) нек-рые знаки неравенства могут превращаться в знаки равенства. Но в общем виде соотношение (12) остается справедливым при любом выборе координат С. с.

В случае ослабления связи между парциальными системами (коэфф. упругости  $\alpha_2$  пружины  $\Pi_2$  меньше коэфф. упругости  $\alpha$  пружин  $\Pi_1$  и  $\Pi_3$ ) нормальные частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  меньше отличаются друг от друга, т. к. различие в норм. частотах обусловлено различием в силах, действующих со стороны пружины  $\Pi_2$  на массы  $m_1$  и  $m_2$ . А чем меньше  $\alpha_2$ , тем меньше это различие (при одних и тех же смещениях). Однако вследствие (12) различие между  $\omega_1$  и  $\omega_2$  не может быть меньше, чем различие между парциальными частотами  $p_1$  и  $p_2$ . Поэтому при  $p_1 \neq p_2$  с ослаблением связи между парциальными системами величина  $|\omega_1 - \omega_2|$  стремится к нек-рому конечному значению, равному  $|p_1 - p_2|$ , т. е. период биений не может быть очень велик. Т. к. при неидентичных парциальных си-

стемах  $|k_1|$  и  $|k_2| \neq 1$  и «глубина» биений не велика, за полпериода биений (независимо от величины связи) только небольшая доля энергии передается от  $m_1$  к  $m_2$  и обратно. Но чем больше различаются  $p_1$  и  $p_2$ , тем больше глубина биений и тем больше период биений, т. е. тем большая доля энергии переходит за полпериода биений от одной массы к другой; однако этот переход энергии длится дольше. Наконец, когда обе системы идентичны ( $p_1 = p_2$ ), то с уменьшением связи  $(\omega_1 - \omega_2) \rightarrow 0$ , т. е. период биений  $\tau \rightarrow \infty$ . Вместе с тем, т. к.  $|k_1| = 1 \rightarrow |k_2| = 1$ , то глубина биений становится наибольшей (амплитуда колебаний по каждой из координат изменяется от нек-рого макс. значения до нуля и снова до макс. значения) и вся энергия переходит от одной массы к другой и обратно; но этот переход длится бесконечно долго. При этом неизбежно скажется затухание колебаний; даже при очень малом затухании колебания одной массы успеют затухнуть прежде, чем произойдет перекачка всей энергии колебаний к др. массе.

Т. о., выводы, в к-рых ту или иную роль играют свойства парциальных систем (напр., значения парциальных частот), могут зависеть от выбора координат С. с. Но если речь идет о тех особых явлениях, к-рые наступают при идентичных парциальных системах и очень слабой связи (полная перекачка энергии, несмотря на слабую связь), то вопрос о выборе координат С. с. уже предпрешен. Координаты С. с. нужно выбирать так, чтобы выделяемые из С. с. установленным выше методом парциальные системы были достаточно близки друг к другу по своим свойствам («почти идентичны»). Если структура данной С. с. такова, что достичь этого невозможно, то указанные выше особые явления в данной С. с. происходят не могут.

Колебат. системы, обладающие больше чем двумя степенями свободы, также можно рассматривать как С. с. Метод выделения парциальных систем остается прежним. Число парциальных систем (и парциальных колебаний) так же, как и число норм. колебаний, по-прежнему равно числу степеней свободы исходной колебат. системы. Вследствие этого при увеличении числа степеней свободы колебат. системы рассмотренные ее, как С. с. в общем виде, становится сложным и упрощается только в случаях, когда С. с. обладает высокой степенью симметрии.

Лит.: Мандельштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 4, Лекции по колебаниям, М., 1955, ч. 1, лекции 22—25; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, М.—Л., 1950. С. Э. Хайкин.

**СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ** — состояния систем частиц, в к-рых полная масса системы меньше суммы масс составляющих. Полная масса системы  $N$  частиц определяется так:

$$M = \frac{1}{c} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N p_i\right)^2}, \quad (1)$$

где  $p_i$  — 4-векторы энергии-импульса отдельных частиц в системе  $[Mc^2$  — полная энергия в системе центра масс (с. ц. м.)]. Энергетич. условие С. с.:

$$M < \Sigma m_i; \quad (p_i^2 = c^2 m_i^2). \quad (2)$$

В нерелятивистской физике вместо  $M$  вводят энергию в с. ц. м., вычитая из  $M$  энергию покоя частиц:

$$E = (M - \Sigma m_i) c^2.$$

В этой формулировке С. с. характеризуется условием  $E < 0$ .

В классич. механике понятие С. с. часто выражают иначе, используя тот факт, что для системы в С. с. движение является финитным, т. е. таким, при к-ром расстояние между двумя любыми частицами системы никогда не обращается в бесконечность. Типичный пример С. с. в классич. механике — система двух тел, взаимодействующих посредством сил тяготения и описывающих друг относительно друга эллиптич. орбиты (т. н. эллиптич. решение *Кеплера задачи*).

Квантово-механическое решение проблемы С. с. лежит в основе атомной и молекулярной физики, находит широкое применение в ядерной физике и в других



разделах физики. Несмотря на фундаментальность проблемы С. с., ее полного релятивистского решения пока не существует даже в классич. (неквантовом) пределе.

В нерелятивистской и квазирелятивистской (одновременной) квантовой механике С. с. определяются как стационарные решения Шредингера уравнения:

$$H\psi(t, x_1, \dots, x_{N-1}) + i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t, x_1, \dots, x_{N-1}) = 0,$$

где  $H$  — гамильтониан относит. движения частиц,  $x_1, \dots, x_{N-1}$  — их относит. координаты. При подстановке  $\psi = \exp(-iEt/\hbar) \Phi(x_1, \dots, x_{N-1})$  задача сводится к отысканию собственных значений и собственных ф-ций гамильтониана:

$$H\Phi(x_1, \dots, x_{N-1}) = E\Phi(x_1, \dots, x_{N-1})$$

при условии, что  $\Phi$  нормируема:

$$\int d^3x_1 \dots d^3x_{N-1} |\Phi(x_1, \dots, x_{N-1})|^2 = 1.$$

При этом условии собственные значения  $E$  — дискретны, и

$$\lim_{|x_i| \rightarrow \infty} |x_i|^2 \int d^3x_1 \dots d^3x_{i-1} d^3x_{i+1} \dots d^3x_{N-1} |\Phi|^2 = 0$$

(вероятность нахождения любой пары частиц на бесконечном расстоянии друг от друга равна нулю). В квантовой теории поля некие свойства С. с. удается анализировать на основе матрицы рассеяния ( $S$ -матрицы) или Грина функции.  $S$ -матрица как ф-ция полной энергии имеет особенности; С. с. соответствует простой полюс по переменной полной энергии, причем положение полюса дает массу С. с. Можно ввести и релятивистски ковариантную волновую ф-цию с помощью определения:

$$\Phi(x_1, \dots, x_N) = \langle 0 | T(\Psi_1(x_1) \dots \Psi_N(x_N)) | \alpha \rangle,$$

где  $|\alpha\rangle, |0\rangle$  — векторы состояния, соответствующие С. с. и вакууму,  $\Psi_i(x)$  — операторы поля в Гейзенберга представлении, символ  $T(\dots)$  означает временно-упорядоченное произведение Вика. Однако для  $\Phi$  существуют лишь приближенные и относительно малоисследованные ур-ния. Напр., для  $\Phi$  получено Бете — Салпетера уравнение (правильнее — Бете — Солпитера). Ур-ния типа Бете — Солпитера применяются для исследования как общетеоретич. вопросов, так и конкретных явлений (напр., исследование поведения сечений процессов столкновения частиц, исследование неких эффектов квантовой электродинамики).

Наряду с С. с. можно рассматривать близкие к ним метастабильные или резонансные состояния. Их существование характерно для квантовых теорий. Резонансные состояния не являются строго стационарными, их полная энергия в с. ц. м. больше суммы масс составляющих частиц. Тем не менее, они близки к стационарным, т. к. составляющие систему частицы в этих состояниях удерживаются близко друг к другу в течение времени, большого в сравнении с характерным временем взаимодействия.

Резонансные состояния могут возникнуть, если эффективное взаимодействие частиц системы как ф-ция относит. расстояния немонотонно. Такой случай реализуется, напр., в результате совместного действия сил притяжения и отталкивания с разными радиусами действия. Такая система распадается на составные части путем туннельного эффекта.

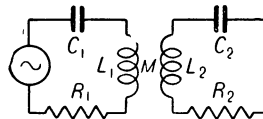
Резонансные состояния характеризуются комплексными полюсами элементов  $S$ -матрицы и ф-ций Грина (рассматриваемых как ф-ции энергии). В первом приближении вещественная часть энергии в полюсе соответствует массе резонансного состояния, а мнимая

часть пропорциональна обратному значению его среднего времени жизни. Поперечное сечение столкновений частиц, способных образовать резонансную систему, обладают при соответствующей энергии резонансом (откуда и происходит название состояния). Вблизи резонанса сечения описываются Брейта — Вигнера формулой.

Если элементы  $S$ -матрицы или ф-ции Грина рассматривать как ф-ции двух комплексных переменных (полной энергии и полного момента количества движения), то семейства С. с. и резонансных состояний соответствуют особым поверхностям этих ф-ций. В частности, при фиксированной энергии возникает полюс по моменту (т. н. полюса Редже; см. Редже метод). Они дают другое возможное описание С. с. и резонансного состояния. В последнее время это описание широко использовалось в теории реакций при высоких энергиях.

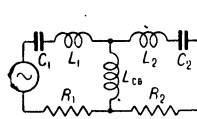
Лит.: 1) Аппель П., Теоретическая механика, пер. с франц., М., 1960; 2) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963; 3) Ландау Л., Лифшиц Е., Квантовая механика, М.—Л., 1963 (Теор. физика, т. 3); 4) Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963; 5) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 6) Новейшее развитие квантовой электродинамики. Сб. статей, под ред. Д. Д. Иваненко, М., 1954. Домохов Габор.

**СВЯЗИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЦЕПЯМИ** (контурами) осуществляют передачу мощности (при переменном токе) из одной цепи в другую. Различают след. типы С. м. э. ц.: индуктивная, или трансформаторная



$$Z_{CB} = \omega M \\ \kappa = M / \sqrt{L_1 L_2}$$

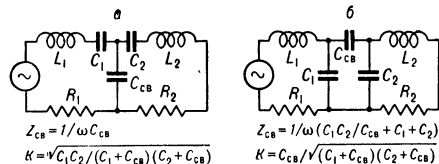
Рис. 1.  $M$  — индуктивность взаимная.



$$Z_{CB} = \omega L_{CB} \\ \kappa = L_{CB} / \sqrt{(L_1 + L_{CB})(L_2 + L_{CB})}$$

Рис. 2.

торная (рис. 1); кондуктивная, или автотрансформаторная (рис. 2); емкостная (конденсаторная) — внутренняя (рис. 3, а) и внешняя (рис. 3, б); гальваническая (реостатная) (рис. 4); смешанная (рис. 5); элект-



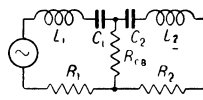
$$Z_{CB} = 1/\omega C_{CB} \\ \kappa = \sqrt{C_1 C_2 / (C_1 + C_{CB})(C_2 + C_{CB})}$$

$$Z_{CB} = 1/\omega (C_1 C_2 / C_{CB} + C_1 + C_2) \\ \kappa = C_{CB} / \sqrt{(C_1 + C_{CB})(C_2 + C_{CB})}$$

Рис. 3.

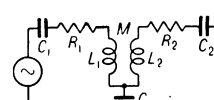
ронная (общий элемент — область электронного потока); щелевая (в области СВЧ) (рис. 6).

Количественно С. м. э. ц. характеризуется коэфф. связи  $k \leq 1$ , пропорциональным доле передаваемой



$$Z_{CB} = R_{CB} \\ \kappa = R_{CB} / \sqrt{(R_1 + R_{CB})(R_2 + R_{CB})}$$

Рис. 4.



$$Z_{CB} = \omega M - 1/\omega C_{CB}$$

Рис. 5.

мощности.  $k = Z_{CB} / \sqrt{Z_1 Z_2}$ , где  $Z_{CB}$  — полное сопротивление элемента связи,  $Z_1$  и  $Z_2$  — полные сопротивления цепей. Передаваемая мощность достигает максимума при т. н. критич. связи. При этом

имеется равенство активных компонент полного вносимого сопротивления из потребляющего (2-го) контура  $R'_1$  и генераторного (1-го) контура  $R_1$ , а также взаимной компенсацией их реактивных компонент. Кдпη передачи энергии из 1-го контура во 2-й равен  $\eta = R'_1/(R_1 + R'_1)$ . При критич. связи  $R_1 = R'_1$  и  $\eta = 50\%$ . Для связи цепей с объемными резонаторами и волноводами и между ними понятие коэфф. связи обычно не применяется.

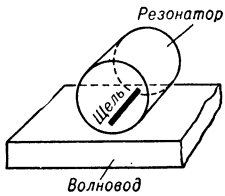


Рис. 6.

Лит.: 1) Котельников В. А., Николаев А. М., Основы радиотехники, ч. 1, М., 1950; 2) Мейнке Х., Гундлах Ф. В., Радиотехнический справочник, пер. с нем., т. 1, М.—Л., 1960. Н. А. Ульяновский.

**СВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИЕ** — ограничения, налагаемые на положение или движение системы материальных точек в пространстве. Обычно С. м. осуществляется с помощью к.-н. тел. Примеры таких С. м.: поверхность, по к-рой скользит или катится тело; нить, на к-рой подвешен груз; шарниры, соединяющие звенья механизмов, и т. п. Если положения точек механич. системы по отношению к данной системе отсчета определять их декартовыми координатами  $x_k, y_k, z_k$  ( $k = 1, 2, \dots, n$ , где  $n$  — число точек системы), то ограничения, налагаемые С. м., могут быть выражены в виде равенств (или неравенств), связывающих координаты  $x_k, y_k, z_k$ , их первые производные по времени  $\dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k$  (т. е. скорости точек системы) и время  $t$ .

С. м., налагающие ограничения только на положения (координаты) точек системы и выражающиеся уравнениями вида

$$f(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots, t) = 0, \quad (1)$$

наз. **геометрическими**. Если же С. м. налагают ограничения еще и на скорости точек системы, то они наз. **кинематическими**, а их уравнения имеют вид:

$$\Phi(\dots, \dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k, \dots, t) = 0. \quad (2)$$

Когда уравнение (2) может быть проинтегрировано по времени, соответствующая кинематич. связь наз. **интегрируемой** и эквивалентна геометрич. связи. Геометрич. и интегрируемые кинематич. связи носят общее назв. **голономных** С. м. (см. *Голономные системы*). Кинематич. неинтегрируемые С. м. наз. **неголономными** (см. *Неголономные системы*).

С. м., не изменяющиеся со временем, наз. **стационарными**, или **склерономными** [уравнения (1) или (2) для таких С. м. не содержат явно время  $t$ ]; С. м., изменяющиеся со временем [как в уравнениях (1) и (2)], наз. **нестационарными**, или **реональными**. Наконец, С. м., к-рые не могут быть покинуты точками системы, наз. **несвободными** или **двусторонними**; такие С. м. выражаются равенствами вида (1) или (2). Если же точки системы могут покидать связь, но только в одну сторону (напр., груз, подвешенный на гибкой нерастяжимой нити), то такая С. м. наз. **свободной** или **односторонней** и выражается неравенством вида  $f(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots) \geq 0$ .

Методы решения задач механики существенно зависят от характера С. м., наложенных на систему. Эффект действия С. м. можно учитывать введением соответствующих сил, наз. **реакциями связей**; при этом для определения реакций (или для их исключения) к уравнениям равновесия или движения системы должны присоединяться уравнения связей вида (1) или (2). С. м., для к-рых сумма элементарных работ всех реакций на любом возможном перемещении системы равна нулю, наз. **идеальными** (напр., лишенная

трения поверхность или гибкая нить). Для механич. систем с идеальными С. м. можно сразу получить уравнения равновесия или движения, не содержащие реакций связей, используя **возможных перемещений принцип** или **Д'Аламбера — Лагранжа принцип**.

Лит. см. при статьях *Механика* и *Динамика*. С. М. Тарг.

**СВЯЗЬ ХИМИЧЕСКАЯ** — см. *Химическая связь*.

**СГС СИСТЕМА ЕДИНИЦ** — система единиц измерения физ. величин, основными единицами к-рой являются: сантиметр (*см*), грамм (*г*) и секунда (*сек*). Важнейшие производные единицы СГС с. е. в области механич. измерений: единица скорости — *см/сек*, ускорения — *см/сек<sup>2</sup>*, силы — *дина* (*дин*), давления — *дин/см<sup>2</sup>*, работы и энергии — *эрг*, мощности — *эрг/сек*, динамич. вязкости — *пуаз* (*пз*), кинематич. вязкости — *стокс* (*ст*), частоты — *герц* (*гц*). Для области электрич. и магнитных измерений существует 7 различных видов СГС с. е.: 1) СГСЭ (электростатическая, в к-рой диэлектрич. и магнитная проницаемости вакуума равны, соответственно,  $\epsilon_0 = 1, \mu_0 = 1/c^2$  *сек<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>*, где  $c$  — скорость света в вакууме); 2) СГСМ (электромагнитная, в к-рой  $\mu_0 = 1, \epsilon_0 = 1/c^2$  *сек<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>*); 3) СГС (симметричная; в ней  $\epsilon_0 = 1, \mu_0 = 1$ ); 4) СГС  $\epsilon_0$  (4-я основная единица — диэлектрич. проницаемость вакуума); 5) СГС  $\mu_0$  (4-я основная единица — магнитная проницаемость вакуума); 6) СГСФ (4-я основная единица заряда — *франклин*), 7) СГСБ (4-я основная единица тока — *био*). Из них наибольшее применение в физике получила и допущена к применению ГОСТом 8033—56 система СГС симметричная (см. *Гаусса система*, *Магнитные единицы*).

Лит.: Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 3 изд., М., 1963. Г. Д. Бурдун.

**СДВИГ** — простейшая деформация тела, вызываемая касат. напряжениями  $\tau$ . С. выражается в искажении углов элементарных параллелепипедов (рис. 1), из к-рых можно считать составленным однородное тело; прямоугольный параллелепипед  $abcd$  превращается в косоугольный  $ab_1c_1d$ , но объем его не меняется. Перемещение  $b_1b$  наз. **абсолютным** С. грани  $bc$  относительно грани  $ad$ ; угол  $\gamma$  наз. **углом С.**, а  $\text{tg } \gamma$  — **относительным** С. Ввиду малости  $\gamma$  можно считать  $\text{tg } \gamma = \gamma$ , т. е. что относит. С. равен  $\gamma$ . В пределах упругости для изотропного материала относит. С. связан с  $\tau$  законом Гука:  $\tau = G\gamma$ , где  $G$  — модуль С. для данного материала (см. *Модули упругости*). На практике С. всегда сопутствует растяжению, сжатию и изгибу, т. к. во всех этих случаях одновременно с нормальными возникают и касат. напряжения.

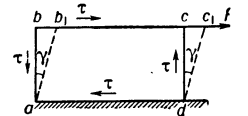


Рис. 1.

Напряженное состояние, при к-ром 2 главных напряжения равны по величине и обратны по знаку, наз. **чистым С.** В этом случае (рис. 2) нормальное напряжение на площадках, образующих с направлением сил углы  $45^\circ$ , равно нулю, а касат. напряжения достигают макс. величин. Т. о., элементарный куб  $abcd$  находится в условиях чистого С., причем касат. напряжения, действующие по его граням, равны между собой. Чистый С. имеет место при **кручении**.

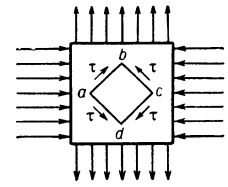


Рис. 2.

Потенциальная энергия С. для первоначально прямоугольного параллелепипеда (рис. 1) длиной  $l$  при площади основания  $S$  и сдвигающей силе  $F$  может быть представлена  $\phi$ -лами:  $W = F^2 l / 2SG = \tau^2 S l / 2G$ , а удельная потенциальная энергия  $w = W/V = \tau^2 / 2G$ , где  $V = lS$  — объем параллелепипеда.

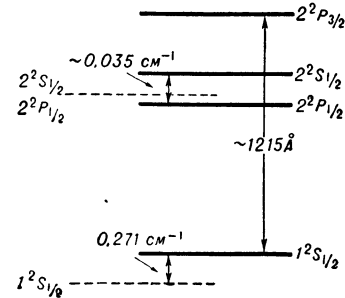
Ю. Л. Бирюкович.

**СДВИГ УРОВНЕЙ** — небольшое расхождение между экспериментально наблюдаемыми уровнями энергии водородоподобных атомов и предсказаниями релятивистской квантовой теории электрона, основанной на *Дирака уравнении* (см. рис.).

Согласно этой теории, состояние электрона в водородоподобном атоме определяется главным квантовым числом  $n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) и азимутальным числом  $k$ , принимающим при заданном  $n$  целые положительные и отрицательные (кроме нуля) значения от  $-n$  до  $n - 1$ . Энергии соответствующих уровней равны:

$$E_{nk} = mc^2 \left[ 1 + \frac{Z^2 \alpha^2}{(\sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2 + n - |k|})^2} \right]^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $Z$  — атомный номер элемента,  $m$  — приведенная масса электрона,  $\alpha = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры ( $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $c$  — скорость света). Орбитальный момент  $l$  (который сохраняется в нерелятивистском приближении) и полный момент  $j$  связаны с  $k$  соотношениями:  $l = k$  ( $k > 0$ ) и  $l = -k - 1$  ( $k < 0$ ). Из (1) следует, что уровни с одинаковыми  $n$  и  $j$  (напр.,  $2^2S_{1/2}$  и  $2^2P_{1/2}$ ;  $3^2P_{3/2}$  и  $3^2D_{3/2}$  и т. д.) должны быть вырожденными. Однако на опыте наблюдается расщепление (и некое смещение по сравнению с предсказанием ф-лы (1)) таких уровней.



Сдвиги уровней в водороде; пунктирная и сплошная линии — соответственно уровни по одноэлектронной теории Дирака и уровни с учетом радиационного сдвига.

если его выразить в частотах, равно  $(1057 \pm 0,1)$  Мгц. Аналогичное расщепление наблюдается и в др. атомах. В  $He^+$ , напр., разница  $2^2S_{1/2}$ - и  $2^2P_{1/2}$ -уровней составляет  $(14020 \pm 60)$  Мгц, в дейтерии  $\sim 1058$  Мгц, основные уровни орто- и парапозитрония разделены промежутком  $(2,033 \cdot 10^5 \pm 40)$  Мгц.

Теоретич. объяснение С. у. дается квантовой электродинамикой. Определяющими оказываются два явления: взаимодействие электрона с виртуально излучаемыми фотонами и поляризация вакуума. Первое приводит к изменению эффективной массы электрона, второе — к искажению кулоновского поля ядра на малых расстояниях от него. И то, и другое, естественно, вызывает смещение уровней энергии. Чтобы найти величину смещения, необходимо рассмотреть *Дирака уравнение с радиационными поправками*, т. е. заменить в нем внешнее поле ядра эффективным потенциалом  $A^{эфф}$ , учитывающим вакуумные члены, а массу электрона представить т. н. *массовым оператором*  $M$ .

Т. о., уровни энергии определяются стационарными решениями ур-ния:

$$[i\hat{d}_x + eA^{эфф}] \psi(x) - \int M(x, y) \psi(y) dy = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$M(x, y) = m\delta(x - y) - ie^2 \sum_{k, l} \gamma^k \int G(x, z) \Gamma^l(z, y | \xi) \times$$

$$\times D_{kl}(\xi, z) d\xi dz,$$

$$A^{эфф} = \frac{1}{S_0} \langle T [(A + A^{BH}) S] \rangle_0$$

( $G$  и  $D$  — соответственно электронная и фотонная Грина функции;  $\Gamma$  — вершинный оператор;  $S$  — матрица рассеяния;  $A$  — оператор потенциала;  $A^{BH}$  — кулоновское поле ядра;  $\hat{d}_x = \sum_{\mu} \gamma^{\mu} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}}$ ;  $T$  — символ хронологического произведения).

Расчет по теории возмущений дает след. поправки к «дираковским» уровням (1):

$$\Delta E(n, l, j) = \frac{8Z^4 \alpha^3}{n^3 3\pi} R \left[ \log \frac{R}{\epsilon(n, l)} \pm \frac{3}{8} \frac{1}{(j + 1/2)(2l + 1)} \right], \quad (3)$$

где  $R$  — постоянная Ридберга,  $\epsilon$  — т. н. средняя энергия возбуждения, а знаки  $\pm$  соответствуют случаям  $j = l \pm 1/2$ .

Т. о., С. у. пропорционален четвертой степени атомного номера и обратно пропорционален третьей степени главного квантового числа, что согласуется с экспериментальными данными. Наибольшее смещение испытывают  $S$ -уровни. Существенно, что расщепление уровней вызывается радиационными поправками к оператору массы, в то время как поляризация вакуума приводит к одинаковому для всех уровней сдвигу. Вклад поляризации вакуума незначителен ( $\sim 3\%$  от

общего С. у.). Это объясняется тем, что поляризация вакуума существенна лишь на расстояниях порядка *комптоновской длины волны* электрона, к-рая много меньше среднего радиуса боровских орбит в водороде. Учет взаимодействия электрона с ядерным магнитным моментом, а также эффектов структуры ядра и конечности его массы позволяет уточнить ф-лу (3) и добиться прекрасного согласия с опытом. Так, теоретич. значение относительного сдвига уровней  $2^2S_{1/2}$  и  $2^2P_{1/2}$  в водороде, вычисленное с точностью до членов порядка  $\alpha^3$ , оказывается равным  $1057,8$  Мгц. Расчетные С. у. в  $He$ ,  $D$  и позитронии также с очень хорошей точностью согласуются с экспериментальными значениями.

Т. о., наличие и величина С. у. являются хорошим экспериментальным подтверждением основных положений квантовой электродинамики.

Лит.: 1) Triebwasser S., Dayhoff E. S., Lamb W. E., «Phys. Rev.», 1953, v. 89, № 1, p. 98; 2) Сдвиг уровней атомных электронов и дополнительный магнитный момент электрона согласно новейшей квантовой электродинамике. Сб. статей, М., 1950; 3) Бете Г., Солптер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; 4) Ахизер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959. О. И. Завьялов.

**СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ** — поперечные возмущения, распространяющиеся в твердых телах. Траектории частиц в С. в. — отрезки прямых, перпендикулярные направлению распространения волны, а деформации — деформации сдвига. Фазовая скорость С. в. равна  $\sqrt{G/\rho}$ , где  $G$  — модуль сдвига материала,  $\rho$  — его плотность. В анизотропных твердых телах (кристаллах) С. в. могут распространяться только в определенных направлениях, причем их фазовая скорость зависит от направления.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика), ч. 2, гл. 3, § 22, 23; 2) Колеский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 2, § 1—4; 3) Бергман Л., Ультразвук и его применения в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. V, § 1. И. А. Викторов.

**СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ** — материалы, обладающие высокой диэлектрич. проницаемостью, что связано с наличием в них самопроизвольно (спонтанно) поляризованных областей (доменов), существующих в отсутствие внешнего поля. Переориентация доменов во внешнем поле и обеспечивает их высокую диэлектрич. проницаемость (или поляризуемость). Наличие доменов обуславливает аномалии ряда других их свойств (упругих, пьезоэлектрических, оптических), особенно четко проявляющихся в области темп-ры фазового перехода, при к-рой возникает (исчезает) спонтанная поляризация. В отличие от обычных (линейных) пьезоэлектриков (см. *Пьезоэлектричество*), имеющих для всех элементарных ячеек кристалла одно и то же направление электрич. моментов и всегда обладающих макроскопич. спонтанной поляризацией, у С. различают три состояния поляризации ячеек в доменах, соответствующие собственно С., антисегнетоэлектрикам и сегнетоэлектрикам. В собственно С. домен — совокупность элементарных ячеек с одинаковой ориентацией электрич. моментов. В антисегнетоэлектриках элементарная ячейка домена — сверхструктурная, т. е. состоит из одинаковых полярных подъячеек с антипараллельной ориентацией электрич. моментов; электрич. момент сверхструктурной ячейки равен нулю. В сегнетоэлектриках электрич. моменты в сверхструктурной ячейке скомпенсированы неполностью, что позволяет наблюдать в этих материалах как сегнетоэлектрические, так и антисегнетоэлектрические свойства.

Сегнетоэлектрич. состояние, как правило, наблюдается в кристаллах гл. обр. при темп-рах ниже  $400$ — $500^\circ$  К. В С. часто имеется неск. областей, содержащих полярные ячейки. Наиболее типичен фазовый переход кристалла между сегнетоэлектрической (полярной) и параэлектрической (неполярной) модификациями. Темп-ра этого обратимого перехода (превращения) наз. темп-рой (или точкой) Кюри. Возникновение полярной модификации в С. сопровождается перестройкой его структуры; в полярной модифика-

ции центры тяжести положительных и отрицательных зарядов не совпадают, что и приводит к образованию электрич. момента. Характер изменения структуры при фазовых переходах с появлением сегнетоэлектрич. модификации сводится либо к смещению центрального катиона из центра кислородного октаэдра (для С. с кислородно-октаэдрическим типом структуры: ВаTiO<sub>3</sub>, РbTiO<sub>3</sub>, LiNbO<sub>3</sub>, Cd<sub>2</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>7</sub> и др.), либо к упорядочению отдельных элементов структуры (переход типа «порядок — беспорядок», напр. переход с упорядочением протонов водородных связей); последний тип перехода имеет место в таких С., как сегнетова соль (KNaC<sub>4</sub>H<sub>4</sub>O<sub>6</sub> · 4H<sub>2</sub>O) — первый из кристаллов, в котором было обнаружено сегнетоэлектрическое состояние; отсюда и возникло название класса веществ с аналогичными свойствами); дигидрофосфат калия (KN<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>), триглицинсульфат (NH<sub>2</sub>CH<sub>2</sub>COOH)<sub>3</sub> · H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> и др. Упорядочение протонов водородных связей в кристалле KN<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> (фазовый переход при 123° К; полярная фаза существует ниже этой темп-ры), полученное нейтронографи-

между доменами (светлые и темные полосы на рис.) ориентированы по плоскостям (010) для *ac*-доменов и по плоскостям (001) для *ab*-доменов. В кислородно-октаэдрич. С. имеются неск. равноправных сегнетоэлектрич. осей. Доменное строение кристалла в этом случае более сложно, однако и здесь макроскопически все дипольные моменты по объему кристалла оказываются скомпенсированными. У антисегнетоэлектриков домены различаются направлениями антиполяризации; в пределах одного домена имеется только одно направление антиполяризации.

Фазовые переходы в С. сопровождаются аномалиями ряда их свойств, из к-рых наибольший интерес представляют электрич. свойства. Простое термодинамич. рассмотрение позволяет качественно оценить ход спонтанной поляризации вблизи фазового перехода кристалла из параэлектрич. модификации в сегнетоэлектрическую. Пусть свободная энергия кристалла *A* (*P*<sub>s</sub>) представляется в виде ряда по степеням спонтанной поляризации *P*<sub>s</sub>

$$A(P_s) = \frac{1}{2} \chi P_s^2 + \frac{1}{4} \xi X P_s^4 + \frac{1}{6} \zeta X P_s^6 \quad (*)$$

Коэффициенты при *P*<sub>s</sub>, зависят от темп-ры; знак *X* означает, что рассматривается состояние кристалла при напряжениях, равных нулю (свободный кристалл). Предположим, что в неполярной фазе  $\chi > 0$ . При *P* = 0 *A* (0) = 0, что соответствует первому минимуму ф-ции *A*. Если предположить, что из трех величин  $\chi$ ,  $\xi$  и  $\zeta$  только величина  $\chi$  (обратная поляризуемости кристалла  $\alpha$ ) зависит от темп-ры, то сразу же после того как  $\chi$  становится меньше нуля, ф-ция *A* (*P*) будет иметь (кроме максимума при *P* = 0) еще два максимума при *P* ≠ 0 (см. рис. 3, а). Состояние с  $\chi = 0$ , т. е., соответствует сегнетоэлектрич. фазовому переходу. В рассматриваемом случае *P*<sub>s</sub> — непрерывная функция темп-ры, что соответствует фазовому переходу 2-го рода (рис. 3, б). Зависимость обратной поляризуемости от температуры приведена на рис. 3, в. В точке Кюри в этом случае диэлектрич. проницаемость  $\epsilon$  обращается в ∞.

Считая  $\chi$  линейной функцией темп-ры:  $\chi = 1/\alpha = C(T - T_c)$  и учитывая соотношение  $\epsilon = 1 + 4\pi\alpha$ , получим для зависимости  $\epsilon$  от темп-ры выше темп-ры перехода *T*<sub>c</sub> (темп-ры Кюри) известный закон Кюри — Вейсса  $\epsilon \approx c/(T - T_c)$  (*c* — постоянная Кюри — Вейсса), хорошо подтверждаемый на опыте. Типичные представители С., испытывающих фазовый переход второго рода, — сегнетова соль, дигидрофосфат калия, триглицинсульфат. Для С. кислородно-октаэдрического типа структуры постоянная Кюри — Вейсса ≈ 10<sup>6</sup>, а для С., испытывающих фазовые переходы с упорядочивающимися элементами структуры, эта постоянная ≈ 10<sup>2</sup>.

Предполагая, что в (\*) все коэффициенты выше перехода положительные и что принимаем отрицательное значение может коэффициент  $\xi$ , получим, что некому, одному и тому же значению темп-ры (т. е. одному и тому же  $\chi$ ) может соответствовать два минимума свободной энергии при *P* = 0 и при *P* ≠ 0. Состояние кристалла от *P* = 0 к *P* ≠ 0 будет совершаться скачком [переход 1-го рода (рис. 4, а)]. Зависимость *P* и  $\chi$  от температуры для этого случая приведена на рис. 3, б и в. *P*<sub>s</sub>

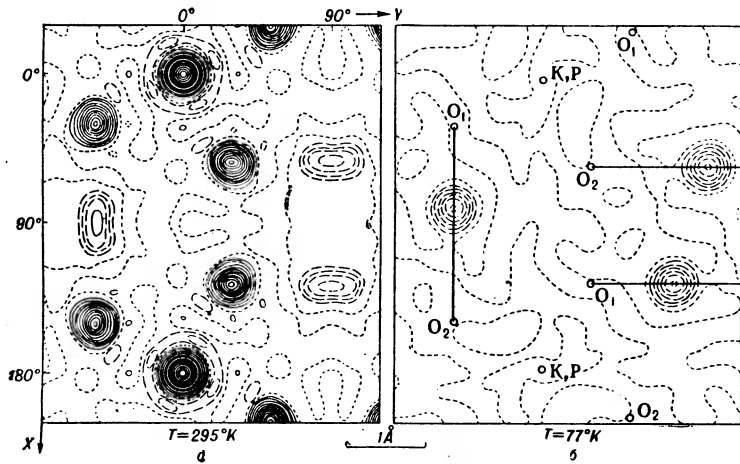


Рис. 1. Фурье проекция KN<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> на плоскость (001): а — при комнатной темп-ре; б — при *T* = 77° К (только атомы водорода). Сплошные линии соответствуют положительным контурам, прерывистые — отрицательным, а линии, отмеченные точечным пунктиром, — нулевым.

чески, показано на рис. 1. Оно происходит в направлениях, перпендикулярных оси *Z* кристалла, в то время как спонтанная поляризация возникает в направлении этой оси. В параэлектрич. модификации KN<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> является тетрагональным (класс  $\bar{4}2m$ ), а в сегнетоэлектрической — ромбическим (класс 2mm). При переходах типа «порядок — беспорядок» изменение энтропии ~ 1 кал./моль°С, а при переходах со смещением центрального катиона (в кислородно-октаэдрич. С.) 10<sup>-1</sup> — 10<sup>-2</sup> кал./моль°С.

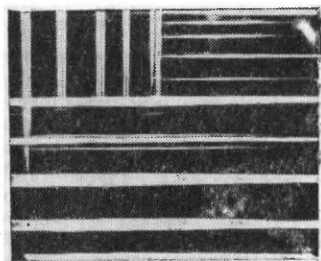


Рис. 2. Доменное строение *X*-среза кристалла сегнетовой соли. Увеличение ~ 100×.

ле — см., напр., рис. 2, на к-ром приведена доменная структура кристалла сегнетовой соли, полученная в поляризационном микроскопе на срезе, перпендикулярном сегнетоэлектрич. оси (ось *X*). Границы

точке Кюри скачком принимает конечное значение;  $\epsilon$  в точке Кюри разрывна, но не достигает бесконечного значения. В случае фазового перехода первого рода т. о. зависимость  $\epsilon$  от температуры выше температуры Кюри, т. к. температура перехода должна удовлетворять также закону Кюри — Вейсса  $\epsilon \approx c/(T - T_0)$  при условии, что *T*<sub>0</sub> < *T*<sub>c</sub>. Для ВаTiO<sub>3</sub>, испытывающего фазовый переход первого рода (правда, близкий по характеру к переходу второго рода), разность *T*<sub>c</sub> — *T*<sub>0</sub> ≈ 10° С.

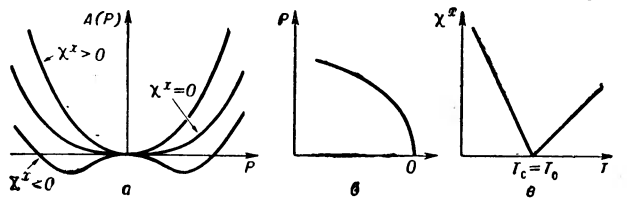


Рис. 3. Фазовый переход второго рода в сегнетоэлектриках; а — свободная энергия как функция поляризации при температурах: более высокой, более низкой, чем темп-ра Кюри, и равной темп-ре Кюри; б — спонтанная поляризация как функция темп-ры; в — обратная поляризуемость как функция темп-ры.

точке Кюри скачком принимает конечное значение;  $\epsilon$  в точке Кюри разрывна, но не достигает бесконечного значения. В случае фазового перехода первого рода т. о. зависимость  $\epsilon$  от температуры выше температуры Кюри, т. к. температура перехода должна удовлетворять также закону Кюри — Вейсса  $\epsilon \approx c/(T - T_0)$  при условии, что *T*<sub>0</sub> < *T*<sub>c</sub>. Для ВаTiO<sub>3</sub>, испытывающего фазовый переход первого рода (правда, близкий по характеру к переходу второго рода), разность *T*<sub>c</sub> — *T*<sub>0</sub> ≈ 10° С.

Зависимость  $P_s$  от темп-ры для сегнетовой соли приведена на рис. 5. Сегнетова соль обладает сегнетоэлектрич. свойствами в интервале темп-р от  $-18$  до  $+24^\circ\text{C}$  имеет, соответственно, две точки Кюри:

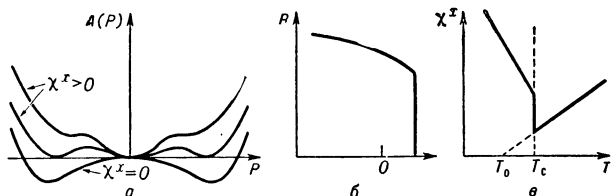


Рис. 4. Фазовый переход первого рода в сегнетоэлектриках; а — свободная энергия как функция поляризации при температурах более высокой и более низкой, чем температура Кюри, и равной темп-ре Кюри; б — спонтанная поляризация как функция темп-ры; в — обратная пьезоэлектрическая как функция темп-ры.

нижнюю и верхнюю. Выше верхней и ниже нижней точек Кюри сегнетова соль — параэлектрик, имеет ромбич. модификацию, принадлежит к ромбо-тетраэдрич. классу симметрии (222); в интервале темп-р между точками Кюри домены сегнетовой соли принадлежат к моноклинной системе, возникающей из ромбической при появлении спонтанной поляризации, благодаря моноклинному искажению структуры. Зависимость угла, характеризующего моноклинное искажение, от температуры подобна зависимости спонтанной поляризации от темп-ры.

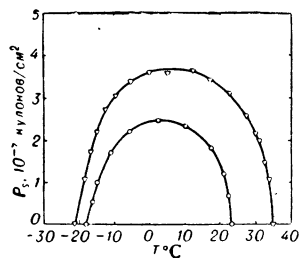


Рис. 5. Спонтанная поляризация сегнетовой соли (○) и дейтерированной сегнетовой соли (△) как функция темп-ры.

При замене водорода на дейтерий (приводящей к т. н. дейтерированной сегнетовой соли) температурная область существования сегнетоэлектрич. модификации расширяется, что свидетельствует об определенной связи между упорядочением протонов (дейтронов) в структуре и возникновением спонтанной поляризации. Возникновение спонтанной поляризации при фазовом переходе в триглицинсульфате и родственном ему по структуре триглицинофторобериллате и триглицинселенате при  $49$ ,  $70$  и  $22^\circ\text{C}$  соответственно, а также зависимость  $P_s$  от темп-ры для этих веществ представлена на рис. 6. В параэлектрич. модификации триглицинсульфат принадлежит к тризматич. классу моноклинной системы (класс  $2/m$ ). Возникновение спонтанной поляризации по оси 2 в этом кристалле приводит к изменению его симметрии, домены триглицинсульфата принадлежат к диэдрич. осевому классу 2. Фазовый переход в триглицинсульфате связан с упорядочением протонов в водородных связях, ориентированных по оси 2. Изменение направления поляризации в структуре сопровождается сменой мест упорядочения протонов, что приводит к изменению ионов глицина в амфотерные ионы.

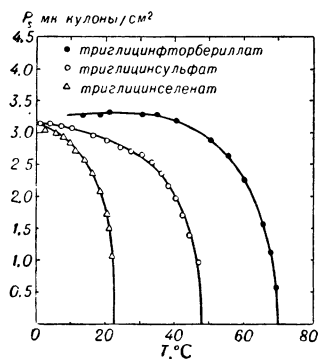


Рис. 6. Спонтанная поляризация триглицинсульфата, триглицинофторобериллата и триглицинселената как функция температуры.

Даже в слабых полях (неск.  $e/\text{см}$ ), вдали от точки Кюри, С. (как правило) имеют высокую  $\epsilon$  (при комнатной темп-ре  $\epsilon$  сегнетовой соли  $\approx 140$ , керамич. титаната бария  $\sim 1200$  и т. д.). При темп-рах фазовых превращений, из-за большой подвижности структуры  $\epsilon$  достигает особенно высоких значений ( $10^4$ — $10^5$ ). На рис. 7 приведена зависимость  $\epsilon$  от темп-ры для титаната бария ( $\text{BaTiO}_3$ ),  $\text{BaTiO}_3$  испытывает три сегнетоэлектрич. фазовых перехода: при  $120$ ,  $0$  и  $-80^\circ\text{C}$ . Выше  $120^\circ\text{C}$ , в параэлектрич. модификации  $\text{BaTiO}_3$  имеет структуру минерала перовскита: ионы Ti размещаются в центрах кубич. ячеек, ионы Ba — по вершинам ячеек, а ионы O — в центрах граней. Точечная группа симметрии — гекстаэдрическая ( $m\bar{3}m$ ). В интервале темп-р  $0$ — $120^\circ\text{C}$   $\text{BaTiO}_3$  имеет тетрагональную модификацию (группа симметрии  $4mm$ ). Изменение структуры при фазовом переходе при  $120^\circ\text{C}$  сводится, в первом приближении, к смещению иона Ti из центра кислородного октаэдра в направлении одной из осей 4-го порядка. В интервале темп-р от  $-80$  до  $0^\circ\text{C}$   $\text{BaTiO}_3$  является ромбическим (группа симметрии  $2mm$ ), смещение иона Ti в этом случае совершается в направлении диагонали грани исходной кубич. ячейки (направление  $[110]$ ). Ниже  $-80^\circ\text{C}$   $\text{BaTiO}_3$  ромбоэдрический. Возникшее ниже этой темп-ры искажение ячейки можно описать как результат смещения иона титана в направлении пространственной диагонали исходной кубич. ячейки (направление  $[111]$ ). Все три указанные полярные модификации являются сегнетоэлектрическими. При темп-рах фазовых переходов происходит перестройка и доменной структуры.  $\epsilon$  имеет максимумы при темп-рах превращений, особенно велик максимум  $\epsilon$  при  $120^\circ\text{C}$  (рис. 7). Из рис. 7 виден также температурный гистерезис переходов по зависимости  $\epsilon$ , характерный для С., испытывающих фазовый переход 1 рода. Следует подчеркнуть, что  $\epsilon$  в направлении поляризации ( $\epsilon_c$  в тетрагональной модификации) выше  $\epsilon$  в перпендикулярном направлении ( $\epsilon_a$ ). Указанное обстоятельство свидетельствует о том, что в направлении спонтанной поляризации ( $\epsilon_c$  — в направлении  $P_s$ ,  $\epsilon_a$  — перпендикулярно  $P_s$ )  $\epsilon$  близка к насыщению. Зависимости  $\epsilon$  от темп-ры для  $\text{K}_2\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$  приведена на рис. 8. Перестройка структуры при фазовом переходе в  $\text{K}_2\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$  столь существенна, что кристалл при переходе может растрескиваться.

Степень и характер процесса поляризации С. зависят от амплитуды и частоты электрич. поля. В С.  $P$  нелинейно зависит от величины приложенного поля; поляризуемость  $\alpha$  в этом случае не является константой и зависит от поля. С. (включая антисегнетоэлектрики и сегнетизлектрики) относятся к классу нели-

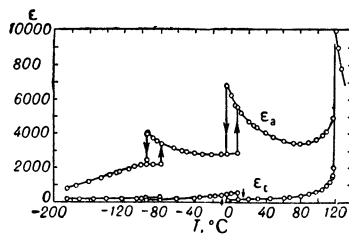


Рис. 7. Диэлектрич. проницаемость кристалла  $\text{BaTiO}_3$ , как функция температуры. Значения  $\epsilon_c$  (в направлении спонтанной поляризации) и  $\epsilon_a$  (перпендикулярно спонтанной поляризации) для тетрагональной модификации относятся к моноклинному кристаллу.

Рис. 8. Диэлектрич. проницаемость  $\text{K}_2\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$  как функция температуры ( $\epsilon_c$  — в направлении  $P_s$ ,  $\epsilon_a$  — перпендикулярно  $P_s$ ).

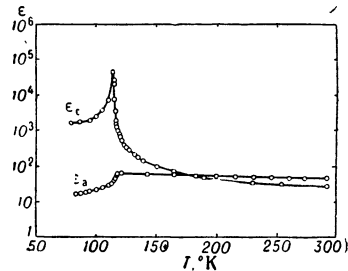


Рис. 8. Диэлектрич. проницаемость  $\text{K}_2\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$  как функция температуры ( $\epsilon_c$  — в направлении  $P_s$ ,  $\epsilon_a$  — перпендикулярно  $P_s$ ).

Степень и характер процесса поляризации С. зависят от амплитуды и частоты электрич. поля. В С.  $P$  нелинейно зависит от величины приложенного поля; поляризуемость  $\alpha$  в этом случае не является константой и зависит от поля. С. (включая антисегнетоэлектрики и сегнетизлектрики) относятся к классу нели-

нейных диэлектриков. Из-за инерционности границ доменов при частотах поля, отвечающих частотам собственных колебаний доменных границ (этим границам можно условно приписать нек-рую массу), имеет место резкое понижение  $\epsilon$ . Для большинства С. это понижение имеет место в диапазоне дециметровых длин волн (частоты  $10^9$  герц). Поляризация С. в сильных переменных полях приводит к *диэлектрическому гистерезису*: поляризованное состояние в кристаллах сохраняется после снижения поля до нуля; поляризация, равная нулю, достигается при некоторых полях, имеющих направление, противоположное первоначальному (коэрцитивн. поле  $OE$ , рис. 9, а). Петли диэлектрич. гистерезиса аналогичны петлям магнитного гистерезиса. Эта и другая формальная аналогия в свойствах С. и ферромагнетиков послужили основанием к тому,

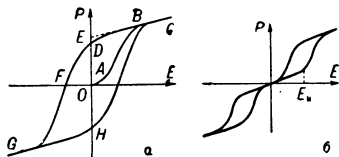


Рис. 9. Диэлектрич. гистерезис: а — петля гистерезиса для сегнетоэлектриков;  $OE$  — спонтанная поляризация; б — двойная петля гистерезиса для антисегнетоэлектриков.

что за рубежом вместо термина «С.» применяется термин «ферроэлектрик». Изменение состояния поляризации в С. сопровождается переориентацией доменов и изменением доменной структуры. При полях, соответствующих насыщению поляризации (точка  $B$  кривой, рис. 9, а), кристалл становится монодоменным. Процесс реполяризации, т. е. переход к поляризованному состоянию противоположной ориентации, совершается как за счет возникновения зародышей доменов противоположной ориентации, так и за счет их роста. Исследование процессов реполяризации С. в импульсных электрич. полях показало, что в ряде С. ( $BaTiO_3$ , триглицинсульфат, сегнетова соль) в слабых полях рост поляризации определяется главным образом зарождением новых доменов, а в сильных — их продвижением через кристалл (по-видимому, только вперед; наблюдаемое боковое смещение границ доменов в С., очевидно, связано с проращением новых доменов, возникающих на этих границах). В антисегнетоэлектриках диэлектрич. гистерезис в виде двойных петель (рис. 9, б) наблюдается в сильных полях вблизи темп-р фазового перехода. До достижения нек-рых критич. полей  $E_{кр}$  поляризация в антисегнетоэлектриках линейно зависит от поля; появление петель в полях  $>E_{кр}$  следует рассматривать как результат перехода кристалла из антисегнетоэлектрич. состояния в сегнетоэлектрическое. Наиболее типичные антисегнетоэлектрики  $NH_4H_2PO_4$  (температура перехода  $-123^\circ C$ ) и  $PbZrO_3$  (температура перехода  $230^\circ C$ ).

Наличие доменов в С. обуславливает особенности ряда их других свойств. Так, основные диэлектрич. потери являются потерями на диэлектрич. гистерезис (переориентацию доменов). Приложение постоянных полей к С. сопровождается постепенным спаданием тока через кристалл. Это спадание напоминает явление диэлектрич. абсорбции и связано с процессом постепенной переориентации доменов под действием поля. В точках фазовых переходов на кривых  $\ln \sigma = f(1/T)$  (где  $\sigma$  — электропроводность) имеется излом, указывающий на изменение энергии активации носителей (гл. обр. — ионов), вызванное перестройкой структуры.

Все С. в полярной модификации могут обладать пьезоэлектрич. свойствами. Если, однако, С. в параэлектрич. модификации являлся centrosymmetричным и пьезоэлектрич. свойствами не обладал, то после разбиения на домены он также не будет обладать этими свойствами. Однако и в этом классе С. можно создать

путем внешних воздействий устойчивое состояние кристалла, при к-ром он будет обладать пьезоэлектрическими свойствами. Типичный пример — поляризация в сильных полях керамики С. (керамич. пьезоэлектрики из  $BaTiO_3$  и др. кислородно-октаэдрич. С.). Фиксированное униполярное состояние может быть создано в С. и за счет радиационных дефектов и примесей. В монодоменном состоянии С. обладает малой электрострикцией, близкой к электрострикции линейных диэлектриков. Однако в полидоменном состоянии из-за переориентации доменов электрострикция велика и сравнима с пьезоэффектом. Возникновение спонтанной поляризации меняет оптич. свойства С. за счет спонтанного электрооптич. эффекта. Менять оптич. свойства можно также и путем приложения внешнего поля.

Наряду с приведенными выше феноменологическими соотношениями, объясняющими возникновение спонтанной поляризации у С., существует ряд попыток теоретич. рассмотрения этой проблемы, в основе к-рых лежат те или иные микроскопич. модели. Теория, объясняющая спонтанную поляризацию с единых позиций, пока отсутствует. Нек-рые авторы полагают, что в возникновении спонтанной поляризации определяющая роль принадлежит электронной поляризации. Расчеты, однако, показывают, что учет только одной электронной поляризации не обеспечивает значений спонтанной поляризации, наблюдаемой на опыте ( $1-10 \cdot 10^{-6}$  кул/см<sup>2</sup>). В свою очередь, учитывая только смещения нек-рых атомов в структурах С. и принимая С. за ионный кристалл, также трудно согласовать расчетные и опытные значения  $P_s$ . В основе модельных представлений ряда авторов лежит рассмотрение колебаний решетки кристалла. В наиболее простом случае рассматриваются ангармонические колеблющиеся ионы. Условие возникновения спонтанной поляризации в этом случае имеет вид  $qF > cs$  (где  $q$  — заряд иона,  $F$  — напряженность внутреннего поля,  $c$  — коэффициент упругости,  $s$  — смещение иона). Т. о. спонтанная поляризация возникает в кристалле тогда, когда сила диполь-дипольного взаимодействия превышает упругую силу. С более новых позиций поляризация трактуется как проблема неустойчивости кристалла по отношению к некоторым модам нормальных колебаний, возникающей при определенной темп-ре. При этой темп-ре происходит фазовый переход, возникает спонтанная поляризация и кристалл вновь становится устойчивым. С этих позиций в  $BaTiO_3$  (как и других перовскитовых С.) спонтанная поляризация возникает как результат неустойчивости кристалла к тангенциальной оптич. ветви (моде) колебаний. Согласно этим представлениям в  $BaTiO_3$  должна иметь место дисперсия  $\epsilon$  на частоте порядка  $10^{11}$  гц (миллиметровый диапазон длин волн), что достаточно хорошо подтверждается в экспериментах.

До недавнего времени число С. было весьма ограниченным. Исследования последних лет, особенно исследования, выполненные после открытия Б. М. Вулом сегнетоэлектрич. свойств в  $BaTiO_3$  (1944 г.), привели к обнаружению сегнетоэлектрич. свойств в большом числе соединений более сотни, не говоря уже об огромном числе твердых растворов С.

Советскими учеными внесен большой вклад в учение о сегнетоэлектричестве и исследования С. [1, 2, 4—6]. Здесь прежде всего необходимо указать на наиболее фундаментальные исследования, выполненные в 30-х годах И. В. Курчатовым с сотрудниками, на работы Б. М. Вула по перовскитовым С., на работы В. Л. Гинзбурга по теории сегнетоэлектричества и др.

С. широко используются в технике и промышленности, в частности в конденсаторостроении (из-за их большой диэлектрич. проницаемости), как пьезоэлект-



рич. преобразователи (излучатели и приемники звука и ультразвука), как нелинейные элементы в радиоэлектронике (элементы диэлектрических усилителей, стабилизаторы тока и напряжения, элементы логических схем и элементы памяти электронных счетных машин). С. применяются также в качестве элементов оптических систем (элементы для создания электрооптических затворов и модуляторов, ячейки нелинейной оптики для умножения частоты).

Лит.: 1) Курчатов И. В., Сегнетоэлектрики, М. — Л., 1933; 2) Желудев И. С., Физика кристаллов диэлектриков (в печати); 3) Jones F., Shigane G., Ferroelectric crystals, Oxf., 1962; 4) Вул В. М., Вещества с высокой и сверхвысокой диэлектрической проницаемостью, «Электричество», 1946, № 3; 5) Гинзбург В. Л., «ФТТ», 1960, т. 2, вып. 9, с. 2031; 6) Смоленский Г. А., Исупов В. А., Сегнетоэлектрики, Л., 1956.

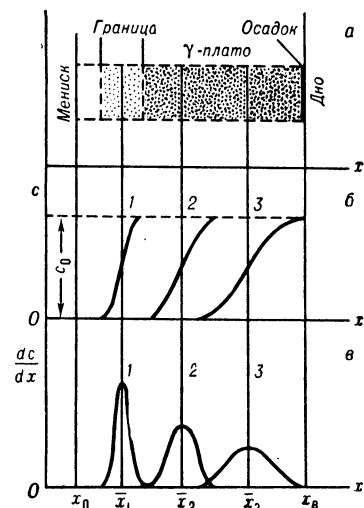
**СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСТВО** — см. *Сегнетоэлектрики*.

**СЕДИМЕНТАЦИЯ** — в общем понимании — оседание частиц дисперсной фазы в гравитационном или центробежном поле, обусловленное различием плотностей этой фазы и дисперсионной среды и могущее привести к расслоению дисперсионной системы с образованием дискретного осадка. Простейший случай С. — оседание взвешенных в жидкости твердых частиц, скорость к-рого  $\dot{x}$  подчиняется закону Стокса:  $\dot{x} = m(1 - \rho_0/\rho_D)af$ , где  $m$  — масса частицы,  $\rho_0$  и  $\rho_D$  — плотность соотв. среды и частиц,  $a$  — ускорение, характеризующее поле, в к-ром происходит С.,  $f$  — стоксов коэфф. трения, зависящий от формы и размеров частиц. Величина  $\dot{x}/a \equiv s$ , наз. с е д и м е н т а ц и о н н ы м к о э ф ф и ц и е н т о м, может быть непосредственно измерена и служит характеристикой гидродинамич. свойств и размеров частиц. С. в поле тяжести или центрифуге лежит в основе *седиментометрического анализа*.

В узком смысле слова С. — оседание *макромолекул* в *ультрацентрифуге* при центробежных ускорениях  $\sim 10^5 g$ , являющееся важнейшим методом определения молекулярного веса  $M$  и молекулярно-весового распределения полимеров, а также размеров, формы и гибкости макромолекул [1—3]. В этом случае  $\dot{x} = [M(1 - \bar{v}_p)/N_A f] \omega^2 x$ ;  $s = M(1 - \bar{v}_p)/N_A f$ , где  $\bar{v} = 1/\rho_D$  — парциальный уд. объем полимера,  $\omega$  — угловая скорость ротора ультрацентрифуги,  $N_A$  — число Авогадро,  $\rho$  — плотность раствора,  $x$  — расстояние от оси вращения. В опыте фотографически регистрируется положение оседатирующей границы (рис., а) в различные моменты времени  $t$  [2—4]. По фотографиям строятся кривые распределения концентрации  $c$  (рис., б) или ее градиента  $dc/dx$  (рис., в). Седиментац. коэфф.  $s = \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \ln x$  находится из графич. построения вида  $\lg \bar{x} = F(t)$ , где  $\bar{x}$  — обычно положение максимума седиментац. диаграммы (рис., в).

При конечных концентрациях С. осложнена взаимодействиями макромолекул, поэтому измерения экстраполируются к бесконечному разведению [5, 8, 9]. Величина  $s_0 = \lim_{c \rightarrow 0} s$  наз. к о н с т а н т о й с е д и м е н т а ц и и. Молекулярный вес определяют по ф-ле Сведберга:  $M = (s_0/D_0) \cdot RT/(1 - \bar{v}_p)$ , где  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — темп-ра. Метод является абсолютным, но требует независимых измерений коэфф. диффузии  $D_0$ . Характер получающегося среднего молекулярного веса зависит от сродства полимера к растворителю и формы макромолекул. Характеристикой конфигурац. свойств индивидуальных макромолекул и их сольватации является приведенная константа седиментации  $[s] = s_0 \eta_0 / (1 - \bar{v}_p)$ , где

$\eta_0$  — вязкость растворителя, измерения к-рой позволяют судить об изменениях размеров и формы макромолекул при вариации растворителя или темп-ры. С. позволяет также исследовать полидисперсность формы, к-рая в чистом виде возникает при «денатурации» некоторых гомодисперсных (по  $M$ ) биополимеров, например глобулярных белков [6], и сопровождается полидисперсностью состава синтетич. полимеров. Опыты по С. в ультрацентрифуге требуют ничтожных количеств вещества (1 мл раствора кон-



Седиментация в ультрацентрифуге ( $x$  — расстояние от оси вращения,  $c$  — концентрация). а) Образование оседатирующей границы — области переменной концентрации, которая отделяет непосредственно примыкающую к мениску область чистого растворителя от т. н.  $\gamma$ -плато — гомогенного раствора исходной (в 1-м приближении) концентрации (заштриховано). Рис. а соответствует кривым 1 на рис. б и в. б) Распределение концентрации в кювете в различные моменты после начала седиментации. в) Седиментац. диаграммы (распределение градиента концентрации), соответствующие кривым б.

центрации ниже 1%) и делятся, как правило, не более 3—4 часов.

При центробежных ускорениях  $\sim 10^3$ — $10^4 g$  С. не имеет места и в ультрацентрифуге возникает седиментационное равновесие — равновесное распределение концентраций, аналогичное описываемому *барометрической формулой*, с той разницей, что постоянное ускорение силы тяжести заменяется переменным центробежным ускорением  $\omega^2 x$ . Равновесное распределение гомодисперсного вещества в радиальном направлении ( $x$ ) дается ф-лой:

$$c = C_0 \exp [M(1 - \bar{v}_p) \omega^2 x^2 / 2RT],$$

где  $C_0$  зависит от исходной (равномерной) концентрации и формы кюветы. Измеряя концентрацию или ее градиент в двух сечениях кюветы, можно определить  $M$  [1]. Применительно к полидисперсным полимерам метод седиментац. равновесия в принципе позволяет получить  $q$ -средний мол. вес любого порядка, т. е. определить полидисперсность [1, 3, 5, 9]. Опыты по седиментац. равновесию также требуют ничтожных количеств вещества, но обычно равновесие устанавливается очень долго (от неск. суток до недель). В обход этого неудобства предложен ряд экспериментальных приемов, основанных либо на сокращении высоты столбика жидкости в кювете, либо на расчетах  $M$  в процессе приближения к равновесию (метод Арчибальда и сходные процедуры [3, 9]).

Спец. случай седиментац. равновесия — равновесная С. в градиенте плотности, при к-рой равновесие реализуется в узкой полосе — *изоденсе*, где плотности полимера и растворителя совпадают. Метод основан на том, что при  $\bar{v}_p > 1$  происходит всплывание или обратная С. (не следует путать с флотацией); работая со смешанными растворителями и создавая в кювете радиальный градиент плотности, можно заставить молекулы из донной части кюветы всплывать, а из прилегающей к мениску части — седиментировать; постепенно все макромолекулы собираются

в изоденсе. При наличии непрерывного распределения плотности соответствующая ф-ция распределения может быть воспроизведена из кривой распределения концентрации в области изоденсы. Этот метод применяется для исследования неоднородностей состава в синтетич. сополимерах и важнейших биополимерах (генетич. ДНК [6]), а также для измерений избирательной сольватации [7, 9]. Опыты требуют еще меньших количеств вещества, но продолжают обычно от 10 до 40 часов.

С. может применяться и для разделительных целей при работе с микроколичествами биологически-активных веществ.

Лит.: 1) Svedberg Th., Pedersen K. O., The ultracentrifuge, Oxf., 1940; 2) Schachman H. K., Ultra centrifugation in biochemistry, N. Y. — L., 1959; 3) Цветков В. Н. [и др.], Свойства макромолекул в растворах, М., 1965, гл. 6; 4) Френкель С. Я., в кн.: Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, Л., 1960, гл. 13; 5) Френкель С. Я., «УФН», 1954, т. 53, вып. 2, с. 161; 6) Бреслер С. Е., Введение в молекулярную биологию, М.—Л., 1963; 7) Бреслер С. Е. [и др.], «Высокомолекулярные соединения», 1963, т. 5, № 7, с. 4101; 8) Baldwin R. L., Holde K. E. van, «Fortschr. Hochpolym.-Forsch.», 1960, Bd 1, № 4, S. 451; 9) Френкель С. Я., Некоторые проблемы статистики и морфологии полимеров, Л., 1962 (Докторская диссертация), гл. 2 и 8. С. Я. Френкель.

**СЕДИМЕНТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ** (с е д и м е н т а ц и о н н ы й а н а л и з) — метод определения в дисперсных системах величины и относительного содержания частиц различных размеров по скорости седиментации (расслоения). Для расчета размеров частиц пользуются обычно *Стокса законом*, вводя в него необходимые поправки. Для нахождения же относительных количеств частиц различных размеров служат получаемые опытным путем кривые седиментации дисперсных систем, выражающие изменение плотности столба суспензии, скорость накопления осадка и другие изменения в системе в процессе ее седиментации во времени. В лабораторной практике применяются различные, чаще всего весовые, методы С. а., основанные на гидростатич. взвешивании осадка в процессе его накопления. В почвенных и технологич. лабораториях применяются пипеточные, ареометрические, фотоэлектрические и другие методы, а также приборы для отмучивания, классификации и сепарации дисперсных систем.

Лит.: Фигуровский Н. А., Седиментометрический анализ, М.—Л., 1948.

**СЕЙСМИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА** (или с е й с м и ч е с к и й м е т о д р а з в е д к и п о л е з н ы х и с к о п а е м ы х) основан на наблюдениях отраженных и преломленных сейсмических волн, возбуждаемых сравнительно небольшими взрывами. Отражения и преломления сейсмич. волн обусловлены наличием границ слоев земной коры. Наблюдения ведутся обычно по профилям, на к-рых устанавливаются сейсмоприемники. С. р. применяется гл. обр. при поисках структур, связанных с залежами полезных ископаемых, напр. нефти, а также при прослеживании поверхностных слоев (неск. м) для инженерно-геологич. целей и для изучения глубинного строения земной коры и верхней части оболочки Земли (метод глубинного сейсмич. зондирования).

Лит.: 1) Гамбургер Г. А., Сейсмические методы разведки, ч. 1—2, М.—Л., 1937—38; 2) Гурвич И. И., Сейсмическая разведка, М., 1960. Е. Ф. Саваренский.

**СЕЙСМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ** — упругие волны в твердой среде Земли. Лишь в непосредств. близости к очагу землетрясения и взрыва возникают сильные необратимые деформации и упруго-пластич. волны; на больших расстояниях колебания становятся слабыми и волны упругими. С. в. бывают продольные *P* и поперечные *S*. Продольные волны *P* иллюстрирует рис. 1, а. В каждый момент колебания в поперечной волне могут быть представлены в виде суммы поляризованного вертикально колебания — волны *SV*

(рис. 1, б) и горизонтального колебания — волны *SH* (рис. 1, в). Скорость распространения С. в. зависит от плотности  $\rho$  и упругих модулей среды. Скорость продольных волн  $v_p$  может выражаться либо через модуль всестороннего сжатия  $k$  и модуль сдвига  $\mu$ , либо

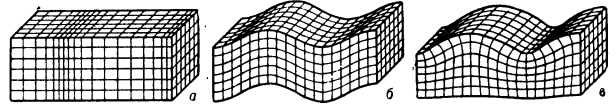


Рис. 1.

через модуль Юнга  $E$  и коэфф. Пуассона  $\sigma$ . Подобная зависимость существует и для скорости  $v_s$  поперечных волн:

$$v_p = \sqrt{\frac{k + 4/3\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1 - \sigma}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}}, \quad (1)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1 + \sigma)}}. \quad (2)$$

Скорость С. в. возрастает с увеличением давления и убывает с ростом темп-ры. Для большинства горных пород с увеличением  $\rho$  в большей степени возрастают упругие модули, и для более плотных пород скорость больше. Для твердого материала недр Земли коэфф. Пуассона близок к  $1/4$ , что соответствует  $v_p/v_s = \sqrt{3}$ . Для нек-рых рыхлых почвенных покровов  $v_p/v_s$  иногда достигает 8—10. В таблице приведены нек-рые значения скоростей С. в. в Земле.

Название слоев	$v_p$ (км/сек)	$v_p/v_s$
Поверхностные слои (сухие) . . . . .	0,1—0,8	более 2
Песок . . . . .	0,5—2	ок. 2
Глины . . . . .	1—2	то же
Песчаник . . . . .	2—4	ок. $\sqrt{3}$
Известняки . . . . .	2—5	то же
Гранит, земная кора . . . . .	5—6	» »
Базальты, земная кора . . . . .	6—7	» »
Кровля оболочки Земли . . . . .	ок. 8	» »
Подшва оболочки (глубина 2900 км) . . . . .	13,5	» »
Кровля земного ядра . . . . .	ок. 8	—
Центр Земли . . . . .	11—12	—

Процесс отражения С. в. сложнее, чем в акустике или оптике. При падении, напр., волны *P* на горизонтальную границу слоев образуются (рис. 2, а) 4 волны: отраженная и преломленная *P*-, а также отраженная и преломленная *SV*-волны. Для них выполняется известное условие:

$$\frac{\sin i_1}{v_{p1}} = \frac{\sin i'_1}{v_{s1}} = \frac{\sin i_2}{v_{p2}} = \frac{\sin i'_2}{v_{s2}}. \quad (3)$$

Для *SH* соотношения упрощаются: отраженная и преломленная волны могут быть только *SH*. Если угол преломления становится равным  $90^\circ$  (рис. 2, б), что возможно при  $v_{p1} < v_{p2}$ , то (для простоты показаны только продольные волны) волновой фронт скользит вдоль границы со скоростью  $v_{p2}$ . За время  $\Delta t$  он переместится из положения *A* в положение *B* на величину  $v_{p2} \Delta t$ . За это время, в силу неразрывности смещения на границе, из *C* распространится полусферич. волна на расстояние *CD*, равное  $v_{p1} \Delta t$ . Угол  $i_1$  известен под назв. угла Маха и  $\sin i_1 = v_{p1}/v_{p2}$ . На этом явлении основан метод преломленных волн в сейсморазведке и при изучении строения земной коры. При еще более пологом падении волны, напр. *SH* (рис. 2, в), волны полностью отражаются от подошвы слоя (за-

критич. отражение), как и от поверхности Земли. Последовательно отражаясь, колебания распространяются вдоль слоя со скоростью  $C$ , зависящей от периода (дисперсия). Такие волны наз. поверхностными волнами Лява  $Q$ . При аналогичной комбинации волн  $P$  и  $SV$  в слое распространяются т. н.

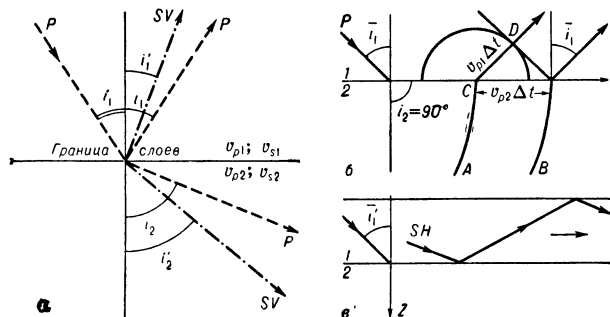


Рис. 2.

рэлеевские поверхностные волны. Особенностью поверхностных  $S$ . в. является наличие в нижележащем полупространстве экспоненциально убывающего с глубиной колебания. Т. о., поверхностные волны ослабевают с расстоянием в меньшей степени, чем объемные. Дисперсия их фазовых и групповых скоростей связана с толщиной слоя или слоев оболочки Земли. Наблюдаются волны с периодом в неск. сотен сек. Волны Рэлея  $R$  возникают и в полупространстве; тогда они не диспергируют, и их скорость составляет ок. 0,9 от скорости поперечных волн. Траектория частиц — эллиптическая с экспоненциальным уменьшением амплитуды с глубиной.

Лит. см. при ст. Сейсмология. Е. Ф. Саваренский.

**СЕЙСМОГРАФ** — прибор для записи колебаний почвы при землетрясениях. Состоит из сейсмоприемника, датчика или сейсмометра и регистрирующего (записывающего) устройства. Для сейсмоприемника чаще всего применяют маятник, центр качаний к-рого сохраняет относит. покой или отстаёт от движения колеблющейся земной поверхности и связанной с ней осью подвеса. Вектор перемещения земной поверхности определяется горизонтальными и вертикальной компонентами. Принцип действия С. может быть пояснен с помощью рис. 1:

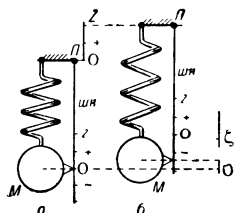


Рис. 1.

При перемещении почвы вверх (рис. 1, б) вдоль оси  $Z$  (переносное движение) масса  $M$  из-за инерции отстаёт и смещается по оси  $Z$  вниз (относит. движение), что порождает силу растяжения в пружине —  $Cz$  ( $C$  — жесткость пружины). Эта сила при движении должна уравниваться силой инерции абс. движения  $M\ddot{\zeta} = -Cz$ ,  $\zeta = Z - z$ . Отсюда вытекает ур-ние

$$\ddot{\zeta} + \frac{C}{M} \zeta = \ddot{Z}, \quad (4)$$

решение к-рого связывает  $Z$  с наблюдаемой  $z$ . При фиксации горизонт. колебаний применяют маятник, изображенный на рис. 2, а. При смещении почвы  $AA'$  вдоль оси  $X$  масса  $M$  по инерции отстаёт и маятник отклоняется на угол  $\theta$  (практически столь малый, что  $\theta \approx \sin \theta = \text{tg } \theta$ ). Измерениям доступно относит. отклонение  $BB'$  вдоль оси  $x$ . Для усиления инер-

ционности или увеличения периода колебаний ось вращения маятника делают почти вертикальной. Для увеличения периода вертикального сейсмоприемника вместо массы, подвешенной на пружине, употребляют маятник (рис. 2, б) с горизонтальной осью вращения  $A$ , плечом  $AB$  и пружиной, наклоненной под углом  $\beta$  (астазирование). Период увеличивается с уменьшением  $\beta$ . Степень покоя центра качаний сейсмоприемника характеризует его работу и определяется отношением периода  $T_{\Pi}$  — колебаний почвы — к периоду  $T$  — собственных колебаний маятника сейсмоприемника.

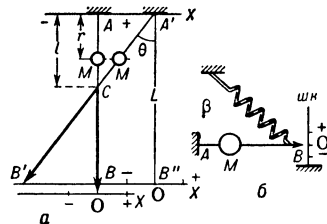


Рис. 2.

Если  $T_{\Pi}/T$  мало, то центр качаний практически неподвижен и колебания почвы воспроизводятся без искажений. При  $T_{\Pi}/T$ , близком к 1, возможны искажения из-за резонанса. При  $T_{\Pi}/T$  большем, когда движения почвы очень медленны, свойства инерции не проявляются, центр качаний движется практически как единое целое с почвой и сейсмоприемник перестает фиксировать колебания почвы. При регистрации колебаний в сейсмической разведке период собств. колебаний составляет неск. сотых или десятых долей секунды. При регистрации колебаний от местных землетрясений период может быть  $\sim 1$  сек, а при удаленных на тыс. км землетрясениях должен иметь порядок 10 сек.

Относит. движение маятника увеличивают системой рычагов и записывают механическим, электромагнитным или электродинамич. способом. Применяется автоматический ввод для обработки в электронно-счетные машины.

На регистрируемые колебания, помимо инерционности сейсмоприемника, влияют динамич. характеристики регистрирующей системы.

Лит. см. при ст. Сейсмометрия. Е. Ф. Саваренский.

**СЕЙСМОЛОГИЯ** — раздел геофизики, занимающийся изучением землетрясений, разработкой мер борьбы с их разрушит. последствиями, а также изучением внутр. строения Земли и земной коры по наблюдениям упругих волн от землетрясений и взрывов. Осн. проблемы С. следующие.

**Изыскание прогностических признаков возникновения землетрясений и сейсмическое районирование.** Наиболее перспективно исследование связи между медленными деформациями в земной коре и землетрясениями. Последним должен предшествовать цикл более быстрых пластич. деформаций горных пород в области очага землетрясения. Одна из трудностей задачи определяется сложностью поля прочности земной коры и оболочки, а также малостью этих деформаций в сравнении с экзогенными деформациями. Большинство землетрясений возникает в результате медленного накопления упругих напряжений и внезапных смещений вдоль существующих глубинных разломов земной коры, где прочность ослаблена.

Сейсмическое микрорайонирование и изучение сейсмостойкости сооружений составляют т. н. инженерную С.

**Исследование по сейсмическим данным строения Земли, в особенности строения земной коры и верхней части оболочки Земли.** Для этой цели изучают времена распространения продольных и поперечных сейсмических волн, изменения интенсивности сейсмич. колебаний с расстоянием, а также дисперсию скоростей или зависимость скорости распространения поверхностных сейсмич. волн от периода

колебаний. Для изучения строения земной коры обычно устраивают небольшие взрывы, наблюдаемые на передвижных сейсмич. станциях (метод глубинного сейсмич. зондирования). Для изучения более глубоких частей Земли обычно используют наблюдения сейсмич. волн от землетрясений на постоянно действующих сейсмич. станциях.

**Сейсмическая служба.** Цунами и микросейсм. Сейсмич. служба основана на непрерывных наблюдениях сети сейсмич. станций (на земном шаре более 1000; в СССР более 100). При землетрясениях в океане возникают дислокации дна и вследствие быстрых локальных изменений объема возникают волны давления, к-рые вызывают поверхностные океанские волны, т. н. цунами. Сейсмич. волны распространяются значительно быстрее цунами. По данным сейсмич. службы, можно быстро определить положение эпицентра землетрясения и оповестить население побережья о возможности появления цунами. При прохождении над океанами области низкого атм. давления возникают встречные ветры и дуги морских волн. В результате их наложения образуются стоячие волны, к-рые вызывают давление на морское дно удвоенной частоты. Это служит источником почти периодич. колебаний земной коры, наз. микросейсмами. Последние наблюдаются на расстоянии неск. тысяч км и могут служить для определения положения тайфунов и сильных циклонов.

*Лит.:* 1) Саваренский Е. Ф., Кирнос Д. П., Элементы сейсмологии и сейсмометрии, 2 изд., М., 1955; 2) Голицын Б. Б., Избранные труды, т. 2, М., 1960; 3) Медведев С. В., Инженерная сейсмология, М., 1962. См. также: «Труды Института физики Земли АН СССР», «Изв. АН СССР, сер. геофизическая». *Е. Ф. Саваренский.*

**СЕЙСМОМЕТРИЯ** — раздел сейсмологии, относящийся к инструментальным измерениям колебаний земной поверхности от землетрясений. Для практики и исследовательских задач сейсмологии необходимо измерять след. элементы: время начала колебаний при приходе к пункту наблюдений объемных сейсмич. волн (моменты вступлений), по к-рым определяются расстояния эпицентра и глубина очага; амплитуды и периоды колебаний почвы и поток энергии упругих колебаний, по к-рым, зная эпицентрального расстояния, рассчитывают энергию упругих колебаний, излучаемых очагом (магнитуда землетрясений); моменты появления одинаковых фаз колебаний поверхностных сейсмич. волн на широком диапазоне периодов колебаний, служащие для определения дисперсии групповых и фазовых скоростей, связанной с определением слоистости Земли; поляризацию колебаний и направления выхода сейсмич. волн, для определения направления на эпицентры и определения типов вступающих волн; макс. величины ускорений в процессе колебаний, что важно для сейсмич. микрорайонирования и сейсмостойкого строительства, задача С. — получение неискаженной записи колебаний почвы, а также выделение и усиление колебаний заданной частоты путем фильтрации. В С. разрабатываются физико-технич. основы сейсмич. аппаратуры, воспринимающей колебания (сейсмометры, сейсмографы, акселерографы), регистрирующей колебания (гальванометры, регистрирующие аппараты), фильтрующей колебания (электромеханические, электронные и оптич. фильтры). Имеется тенденция к автоматизации процессов сейсмич. измерений с применением электронно-вычислит. машин и магнитной записи.

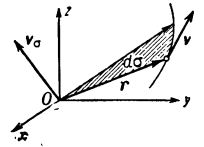
*Лит.:* Саваренский Е. Ф., Кирнос Д. П., Элементы сейсмологии и сейсмометрии, 2 изд., М., 1955. *Е. Ф. Саваренский.*

**СЕЙШИ** — *стоячие волны*, возникающие на водной поверхности под действием внешних сил (атм. давления, ветра, сейсмич. явлений и др.); представляют собой результат интерференции двух волн: распространяющейся от района возникновения и отраженной

от берегов бассейна. Если в отдельной части вод. бассейна под действием внешней силы создается отклонение уровня от его среднего значения, то при прекращении действия этой силы вода в бассейне приходит в колебат. движение около одной или неск. горизонтальных осей, с постепенным уменьшением амплитуды. При С. всегда существует одна или неск. узловых точек (линий), в к-рых уровень не изменяется. С. могут быть одноузловые, двухузловые и многоузловые с амплитудами от неск. мм до неск. м и с самыми различными периодами  $\tau$ . Для простой С. в замкнутом бассейне  $\tau = 2L/n\sqrt{gH}$ , где  $L$  — длина бассейна,  $H$  — его глубина,  $n$  — число узлов в С.,  $g$  — ускорение силы тяжести.

С. наблюдается в озерах, проливах, бухтах, заливах, морях и даже в открытых частях океанич. побережья.

**СЕКТОРНАЯ СКОРОСТЬ** — величина, характеризующая скорость возрастания площади, которую описывает радиус-вектор  $r$  движущейся точки, пройденный из нек-рого фиксированного центра  $O$ . Численно С. с.  $v_\sigma$  равна отношению



элементарного приращения площади  $d\sigma$  к соответствующему элементарному промежутку времени  $dt$ . С. с. можно представить в виде вектора  $v_\sigma$ , направленного перпендикулярно к площадке  $d\sigma$ ; при этом  $v_\sigma = [r, v]/2$ , где  $v$  — вектор скорости точки, т. е. С. с. равна половине момента скорости точки относительно центра  $O$ . Если точка движется по плоской кривой и ее положение определяется полярными координатами  $r$  и  $\varphi$ , то  $v_\sigma = 1/2 r^2 d\varphi/dt$ . Производная от С. с. по времени наз. с е к т о р н ы м у с к о р е н и е м т о ч к и  $\kappa$ ; при этом  $\kappa_\sigma = [r, \kappa]/2$ , где  $\kappa$  — ускорение точки.

Понятие о С. с. играет важную роль при изучении движения под действием центральных сил, так как в этом движении С. с. остается величиной постоянной.

*С. М. Тарг.*

**СЕКУНДА** (*сек, s*) — единица измерения времени, равная 1/31 556 925, 9747 доли тропич. года для момента 1900 г., января 0, в 12 часов эфемеридного времени (ГОСТ 9867—61). До 1956 г. С. определялась как 1/86 400 средних солнечных суток. Новое определение С. связано с переходом к более стабильному по сравнению с сутками эталону времени — тропич. году, равному промежутку времени между двумя последоват. прохождениями Солнца через точку весеннего равноденствия (см. Год). В определении С. дата «1900 г., января 0, в 12 часов эфемеридного времени», соответствующая полдню 31 декабря 1899 г., указывает начальный момент для отсчета равномерно текущего, т. н. эфемеридного времени (подробнее см. *Время*).

Международной метрологич. организацией подготавливается вопрос о переходе от астрономич. к физ. определению С., поскольку новые физ. принципы стабилизации частоты (см. *Атомные эталоны частоты*, *Молекулярные часы*) позволяют с большей точностью воспроизводить единицу измерения времени, чем методы астрономии.

*Г. Д. Бурдун.*

**СЕЛЕН** (Selenium) Se — хим. элемент VI гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 34, ат. в. 78,96. Состоит из 6 стабильных изотопов: Se<sup>74</sup> (0,87%), Se<sup>76</sup> (9,02%), Se<sup>77</sup> (7,58%), Se<sup>78</sup> (23,52%), Se<sup>80</sup> (49,82%), Se<sup>82</sup> (9,19%). Важнейший радиоактивный изотоп Se<sup>75</sup> ( $T_{1/2} = 121$  день). Электронная конфигурация 4s<sup>2</sup>4p<sup>4</sup>. Энергия ионизации ( $\varphi$ ) Se<sup>0</sup> → Se<sup>+</sup> → Se<sup>2+</sup> → Se<sup>3+</sup> 9,75; 18,88; 32,11. Атомный радиус 1,17Å.

С. в твердом состоянии существует в различных модификациях: стекловидной (аморфной), 2 моно-

клинных (красный  $Se_\alpha$  и темно-красный  $Se_\beta$ ), гексагональной (серый металл. С.). Стекловидный С. получают быстрым охлаждением расплава; это — хрупкая красно-бурая масса, образованная винтообразными цепями, расположенными не строго параллельно друг другу. Плотность  $4,28 \text{ г/см}^3$ . Уд. сопротивление  $\sim 10^{13} - 10^{16} \text{ ом} \cdot \text{см}$ . Темп-ра стеклования  $30^\circ$  (все темп-ры в  $^\circ\text{C}$ ). Вязкость с увеличением темп-ры быстро падает вследствие уменьшения средней длины цепочки. При дальнейшем нагревании переходит в серый С. Теплота превращения  $14 - 16 \text{ кал/г}$  (при  $70 - 90^\circ$ ).

Моноклинный  $Se_\alpha$  ( $a = 11,61 \text{ \AA}$ ,  $b = 9,07 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90^\circ 46'$ , плотность  $4,44 \text{ г/см}^3$ ,  $t_{\text{пл}} \sim 170^\circ$ ) при медленном нагревании ок.  $110 - 120^\circ$  переходит в  $Se_\beta$  ( $a = 12,85 \text{ \AA}$ ,  $b = 8,07 \text{ \AA}$ ,  $c = 9,31 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 93^\circ 48'$ , плотность  $4,50 \text{ г/см}^3$ ,  $t_{\text{пл}} \sim 180^\circ$ ). Выше  $120^\circ$   $Se_\beta$  превращается в гексагональный С. (плотность  $4,807 \text{ г/см}^3$  при  $20^\circ$ ,  $t_{\text{пл}} 217 - 220^\circ$ , теплота плавления  $15,4 \text{ кал/г}$ ). Теплота превращения  $2,2 \text{ кал/г}$ . В тонких конденсированных слоях С. найдены 2 кубич. модификации с  $a = 2,97$  и  $5,78 \text{ \AA}$ . Жидкий С. — коричнево-красный,  $t_{\text{кип}} 680^\circ$ , поверхностное натяжение  $105 \text{ дн/см}$  ( $220^\circ$ ). В растворе  $CS_2$  С. находится в виде молекул  $Se_8$ . В парах выше  $900^\circ$  состоит из молекул  $Se_2$  (парамагнитных), при более низких темп-рах переходит в  $Se_4$ ,  $Se_6$ ,  $Se_8$ . Выше  $1000^\circ$   $Se_2$  диссоциирует на атомы, теплота диссоциации  $63 \text{ ккал/моль}$ . Наибольшее значение имеет серый металл. С. Кристаллы гексагонально-ромбоэдрич. системы;  $a = 4,36$ ,  $c = 4,95 \text{ \AA}$ . Образованы бесконечными спиральными цепочками, параллельными оси С. Межатомные связи внутри цепочек ковалентные, между цепочками — молекулярные и металлические. Расстояние между атомами вдоль цепочки  $2,32 \text{ \AA}$ , между цепочками —  $3,46 \text{ \AA}$ .

Уд. теплоемкость ( $\text{кал/г} \cdot \text{град}$ ) аморфного С.  $0,1104$ , кристаллич.  $0,0701$  (в интервале  $20 - 50^\circ$ ). Коэфф. теплопроводности ( $\text{кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ ) аморфного С.  $\sim 0,0008$ , мелко кристаллического  $0,006$ ; малое значение теплопроводности связано с молекулярным строением С. Термич. коэфф. линейного расширения гексагонального С. перпендикулярно оси  $c$   $74,09 \cdot 10^{-6}$ , параллельно оси  $c$   $17,89 \cdot 10^{-6}$ , стекловидного С.  $37 \cdot 10^{-6}$  (при  $18^\circ$ ). Уд. магнитная восприимчивость гексагонального С. —  $2,80 \cdot 10^{-7}$ , стекловидного С. —  $3,26 \cdot 10^{-7}$  при комнатной темп-ре. Для серого С. ( $\text{кг/мм}^2$ ) твердость по Бринеллю  $75$ , модуль упругости  $5500$ , модуль сдвига  $660$ . Моноклинный С. — полупроводник, уд. сопротивление  $\sim 10^7 - 10^8 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ; проводимость увеличивается при освещении и больших напряжениях.

Гексагональный С. — полупроводник. Уд. сопротивление  $\sim 10^4 - 10^6 \text{ ом} \cdot \text{см}$  ( $18^\circ$ ) сильно меняется при легировании примесями. Ширина запрещенной зоны совств. проводимости, вычисленная по границе поглощения  $\lambda = 6120 \text{ \AA}$ ,  $2,05 \text{ эв}$ . Обладает дырочной проводимостью, обусловленной наличием кислорода, к-рый создает глубоколежачие акцепторные уровни. После удаления кислорода уд. сопротивление возрастает до  $10^{10} \text{ ом} \cdot \text{см}$ . Удаление кислорода или компенсация его нек-рыми примесями приводят к электронной проводимости. Уд. сопротивление зависит от величины приложенного поля и давления. Для С. характерно изменение проводимости при освещении; она также сильно зависит от частоты переменного тока, что указывает на существование внутр. барьеров. Подвижность носителей зарядов в зависимости от содержания примесей и термич. обработки от  $0,003$  до  $20 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$  и растет с темп-рой. Эффективная масса дырок  $2,5 m_0$ . Монокристаллы С. получают из пара и расплава. Их электропроводность

вдоль оси  $c$  в  $3 - 10$  раз больше, чем перпендикулярно оси  $c$ . Аморфный С. обладает большим протусканием в инфракрасной области, для красного света почти совершенно прозрачен; показатель преломления  $2,45$  при  $\lambda > 3 \text{ м}$ . Диэлектрич. проницаемость гексагонального и аморфного С. ок.  $6,3$  при низких частотах.

С. в поликристаллич. виде широко применяется для фотоспротивлений поляризаторов света, в электрофотографии, для звукозаписи и особенно в селеновых выпрямителях. Из С. высокой чистоты выше  $80^\circ$  получают  $p-n$ -переходы с током насыщения. С. может быть 2-, 4- и 6-валентен.

Лит.: 1) Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, 8 Aufl., Syst.-Number 10. Selen, Tl. A, Lfg 2, B., 1950, Tl. B., B., 1949; 2) Ч и ж и к о в Д. М., С ч а с т л и в ы й В. П., Химия и селениды, М., 1964 (в печати); 3) К у д р я в ц е в А. А., Химия и технология селена и теллура, М., 1961; 4) Бол т а к с Б. И., Диффузия в полупроводниках, М., 1961; 5) «ЖТФ», 1954, т. 24, вып. 12, с. 2124; 7) «ДАН СССР», 1957, т. 116, № 4, с. 598; 1958, т. 120, № 1, с. 76; 8) «ФТТ», 1963, т. 5, вып. 10, с. 2914; вып. 12, с. 3614; 1964, т. 6, вып. 4, с. 1314. Г. В. Абдуллаев, Г. М. Аллее.

**СЕМИКОЛЛОИДЫ** — то же, что *Полуколлоиды*.

**СЕМИПОЛЯРНАЯ СВЯЗЬ** — то же, что *донорно-акцепторная связь*.

**СЕН-ВЕНАНА ПРИНЦИП** (в т е о р и и у п р у г о с т и) — принцип, согласно к-рому уравновешенная система сил, приложенная к к.-л. части сплошного тела, вызывает в нем напряжения, очень быстро убывающие по мере удаления от этой части. Так, на расстояниях, больших, чем наибольшие линейные размеры области приложения нагрузки, напряжения и деформации оказываются пренебрежимо малыми. Следовательно, С.-В. п. устанавливает локальность эффекта самоуравновешенных внешних нагрузок. Сформулирован А. Сен-Венаном (A. Saint-Venant) в 1855 г.

В инженерной практике пользуются др. редакцией С.-В. п., а именно: если усилия, действующие на небольшую часть упругого тела, заменить другой, статически эквивалентной системой усилий (т. е. системой, имеющей ту же равнодействующую и тот же момент, что и заданная сила), действующей на ту же часть поверхности тела, то при новой системе сил произойдет изменение в напряженном состоянии лишь в непосредств. близости к прилагаемой нагрузке; в точках же упругого тела, удаленных от места приложения усилий на расстояния, достаточно большие по сравнению с линейными размерами той поверхности, к к-рой они приложены, влияние перераспределения усилий будет ничтожно. Таким образом, С.-В. п. позволяет одни граничные условия (действующие силы) заменять другими (напр., более удобными для статич. расчета) при условии, что равнодействующая и момент новой заданной системы сил сохраняют свои значения.

Лит.: 1) Б е з у х о в Н. И., Теория упругости и пластичности, М., 1953; 2) Ф и л о н е н к о - Б о р о д и ч М. М., Теория упругости, 3 изд., М.—Л., 1947.

**СЕНДАСТ** — часто встречающееся в иностранной литературе название сплава *алсифер*.

**СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКАЯ** (с п е к т р а л ь н а я) — возникновение у фотоаграфич. слоя чувствительности к тем или иным зонам спектра, излучения к-рых практически не поглощаются светочувствительным веществом этого слоя (галогениды серебра в классич. фотографии, селен и окись цинка в электрофотографии и т. п.) и к-рые поэтому фотохимически на такое вещество не действуют. С. о. вызывается присутствием в фотографич. слое малых количеств т. н. с е н с и б и л и з а т о р о в — адсорбирующихся на основном светочувствительном веществе особых органич. красителей (гл. обр. цианиновых), обладающих светопоглощением в спектральной зоне, к к-рой слой ослепляется, и способностью передавать поглощенную энергию этому веществу с возник-

новением в нем первичного фотохимич. акта. Как правило, при С. о. добавочная чувствительность возникает в более длинноволновой области спектра, нежели область естественной (т. н. собственной) чувствительности основного светочувствительного вещества. В случае наиболее распространенных — галоидосеребряных — фотографич. слоев сенсibilизатор вводится в исходную жидкую фотографич. эмульсию (или, иногда, путем купания в готовый слой).

Для сенсibilизаторов характерно наличие в их молекуле более или менее длинной цепи атомов С с чередующимися простыми и двойными связями

—C=C—C=C— (сопряженная полиметиновая цепь), на концах к-рой находятся атомы N или O, и 1, 2 или даже 3 гетероциклич. ядер, включающих N и иногда S или, в нек-рых случаях, бензолных ядер; полиметиновая цепь частично образуется за счет самих ядер.

Не подвергнутые С. о. галоидосеребряные фотографич. слои обладают чувствительностью лишь при длинах волн  $\lambda < \sim 500$  м $\mu$ . Сенсibilизированные слои могут быть очувствлены к отдельным более длинноволновым участкам спектра, но не далее  $\lambda = 1300$  м $\mu$ . Вызванная С. о. добавочная чувствительность галоидного серебра тем меньше по абс. величине, чем к более длинноволновой области слой сенсibilизирован. Так, в инфракрасной области перемещение максимума С. о. на 100 м $\mu$  в длинноволновую сторону сопровождается понижением абс. уровня чувствительности прикл. в 8—10 раз. Это обстоятельство, а также то, что сенсibilизаторы для относительно далекой области ( $\lambda \geq 1000$  м $\mu$ ) термически мало устойчивы и реагируют на тепловое излучение окружающих предметов, ограничивает возможность фотографирования в инфракрасной области.

Механизм С. о., т. е. условия передачи галоидному серебру энергии излучения, поглощенного адсорбированным на поверхности эмульсионного кристалла красителем, и свойства, делающие некоторые органич. красители способными сенсibilизировать, несмотря на множество исследований в этой области, до сих пор неясны. Квантовый выход образования *скрытого фотографического изображения* (отношение числа образовавшихся атомов серебра к числу поглощенных квантов) в спектральной области С. о., как и в области собственной чувствительности галоидного серебра, близок к 1. Поэтому основной вопрос заключается в том, почему энергия перевода валентного электрона иона галоида в решетке AgHal в полосу проводимости при наличии промежуточного процесса поглощения кванта адсорбционным слоем красителя меньше, чем при прямом поглощении кванта решеткой. Были предложены различные объяснения. 1) Энергия поглощенного сенсibilизатором кванта мигрирует по адсорбционному слою и передается решетке в местах выхода на поверхность дислокаций, где энергия отрыва валентного электрона меньше, чем в идеальной решетке. 2) Недостаток энергии кванта, поглощенного сенсibilизатором, для элементарного фотохимич. акта в галоидном серебре возмещается колебательной энергией самих адсорбированных молекул красителя. 3) Процесс С. о. обусловлен фотоэффектом с адсорбированного красителя и образованием скрытого фотографич. изображения без стадии фотоэффекта в самом галоидном серебре.

Эффект С. о. количественно оценивается методами спектральной *сенситометрии* с помощью кривой энергетич. спектральной чувствительности фотографич. слоя и производной от нее степени сенсibilизации — отношением монохроматич. чувствительностей в максимуме сенсibilизации и в максимуме

собственной чувствительности фотографич. слоя (обычно для  $\lambda = 400—450$  м $\mu$ ).

Лит.: 1) Бок и н и к Я. И., Оптическая сенсibilизация фотографических слоев, М.—Л., 1937; 2) Т е р е н и н А. Н., Фотохимия красителей и родственных органических соединений, М.—Л., 1947, гл. 4 и 10; 3) М и з К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 23—25; 4) Г о р о х о в с к и й Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, М., 1960, гл. 4.

Ю. Н. Гороховский.

**СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ХИМИЧЕСКАЯ** — процесс, приводящий к спектрально неизбирательному повышению чувствительности фотографич. эмульсий в результате хим. воздействия на светочувствительное галоидное серебро. Хим. процессы, осуществляющие С. х., происходят на поверхностных нарушениях решетки кристалла AgHal. Действие веществ начинается с адсорбции их на дефектных местах и заканчивается собственно хим. реакцией образования примесных центров светочувствительности (см. *Скрытое фотографическое изображение, Эмульсия фотографическая*).

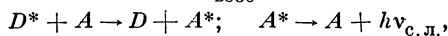
Один из основных источников С. х. — фотографически активные примеси желатина. Процесс С. х. проводится при 40—45° С и, в зависимости от типа эмульсии, длится от получаса до неск. часов. Химич. природа примесных центров светочувствительности окончательно не установлена. Предполагается, что эти центры могут состоять либо из металлического, либо из сернистого серебра. Серебряные центры возникают в результате восстановительных процессов, вызываемых желатином, сернистосеребряные центры — в результате взаимодействия с галоидным серебром сернистых соединений, естественно присутствующих в желатине или введенных в него специально (сернистые органич. соединения типа производных тиомочевины, а также тиосульфаты, полиотионаты и др.). Наиболее вероятным считается одновременное сосуществование сернистой и восстановительной С. х.

Важный вид С. х. — сенсibilизация солями Au, Pt и др. благородных металлов. При золотой С. х. происходит частичное или полное превращение серебряных примесных центров в золотые, а также, по видимому, дополнительное отложение атомов Au на центрах чувствительности, вследствие восстановительных процессов, идущих при С. х.

Лит.: 1) Ч и б и с о в К. В., Основные проблемы химии фотографических эмульсий, М., 1962, ч. II, с. 46—118; 2) Я н л и к о в К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960, гл. V, с. 268—91; 3) З е л и к м а н В. Л., Л е в и С. М., Основы синтеза и полива фотографических эмульсий, М., 1960, гл. IV, с. 180—250.

Р. Р. Протас.

**СЕНСИБИЛИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** — люминесценция частиц (атомов, молекул, ионов), возбужденных в результате миграции (безызлучательного переноса) энергии от частиц другого типа, к-рые непосредственно поглощают возбуждающий свет. Частные случаи С. л.: сенсibilизованная *флуоресценция* и сенсibilизованная *фосфоресценция*. С. л. наблюдается в парах, растворах и кристаллах. Она осуществляется по общей схеме:



где  $D$  — донор энергии (сенсibilизатор),  $A$  — акцептор энергии (звездочкой обозначены возбужденные частицы),  $h$  — Планка постоянная,  $\nu$  — частота излучения (возбуждающего и С. л.). Сенсibilизованная флуоресценция впервые наблюдалась Карно и Франком (G. Cario, J. Franck, 1923 г.) в парах металлов. В их опытах смесь паров Hg и Tl (Cd, Na) освещалась резонансной ртутной лампой. Вследствие избирательности поглощения в этих условиях возбуждаются только атомы Hg, но в спектре флуоресценции наряду с линиями Hg наблюдаются также линии атомов



Tl (Cd, Na). Атомы Tl возбуждаются в результате безызлучат. переноса энергии при неупругих столкновениях возбужденных атомов Hg с атомами Tl. Сенсибилизированная флуоресценция наблюдается также на большом числе др. комбинаций атомов. Явление носит резонансный характер: атомы акцептора энергии при ударах 2-го рода с большей эффективностью переходят в электронные состояния, близкие по энергии к возбужденному состоянию донора. Измерения распределения интенсивности в спектрах сенсибилизированной флуоресценции — один из основных методов исследования эффективных сечений ударов 2-го рода для возбуждения различных электронных переходов в акцепторе. Явление ударов 2-го рода широко применяется в квантовых оптических генераторах (газовые лазеры).

Сенсибилизированная флуоресценция была обнаружена также в растворах смесей органич. соединений при концентрациях акцептора  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  моль/л. Явление не связано с диффузией взаимодействующих молекул; оно вызывается безызлучат. переносом энергии, обусловленным индуктивно-резонансными взаимодействиями возбужденной и невозбужденной молекул (см. Миграция энергии). Для сенсибилизированной флуоресценции требуется перекрытие спектра поглощения акцептора со спектром излучения донора, что приводит в условиях опыта к наложению эффекта реабсорбции и вторичной флуоресценции, сильно мешающих исследованию миграции энергии между органич. молекулами.

В замороженных растворах органич. соединений при концентрациях акцептора  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  моль/л наблюдалась сенсибилизированная фосфоресценция, вызванная безызлучат. переносом энергии между триплетными уровнями. Явление обусловлено обменно-резонансными взаимодействиями триплетной и невозбужденной молекул при наложении периферич. частей их электронных оболочек. Ввиду запрещенности электронного перехода, индуцируемого в акцепторе, сенсибилизированная фосфоресценция не осложнена реабсорбцией и вторичной люминесценцией, что позволяет применять явление для изучения обменно-резонансных взаимодействий между органич. молекулами.

В кристаллах органич. соединений (бензол, нафталин, антрацен и др.) с. л. наблюдается при очень низких концентрациях примеси-акцептора ( $10^{-6}$ — $10^{-5}$  моль/л). Здесь она вызвана экситонной миграцией энергии по кристаллу с резонансной передачей энергии возбуждения на молекулы примеси.

Лит.: 1) Cario G., Franck J., Über sensibilisierte Fluoreszenz von Gasen, «Z. Phys.», 1923, Bd 17, S. 202; 2) Шавлов А., Оптические мазеры, «УФН», 1961, т. 75, вып. 3, с. 569; 3) Теренин А. Н., Перенос и миграция энергии в биохимических процессах, там же, 1951, т. 43, вып. 3, с. 347; 4) Теренин А. Н., Ермолаев В. Л., Межмолекулярный перенос энергии в явлениях сенсибилизированной люминесценции органических систем, там же, 1956, т. 58, вып. 1, с. 37; 5) Ермолаев В. Л., Перенос энергии в органических системах с участием триплетного состояния, там же, 1963, т. 80, вып. 1, с. 3. В. Л. Ермолаев.

**СЕНСИТОМЕТР** — прибор для экспонирования фотографич. материалов при их испытании, сообщающий им точно дозированные и закономерно изменяемые количества освещения (экспозиции) светом заданного спектрального состава.

Почти все С. создают ряд экспозиций, представляющий собой геометр. прогрессию освещенностей при постоянной выдержке — т. н. шкалу освещенностей (см. Сенситометрия), причем выдержка близка к практически применяемому при фотографировании на испытуемом материале; близким к практическому должен быть и спектральный состав экспонирующего излучения. В большинстве применяемых С. шкала освещенностей создается с помощью располагаемого в контакте с испытуемым материалом серого клина

фотометрического со ступенями, изменяющими освещенность в 2,  $\sqrt{2}$  или  $\sqrt[3]{2}$  раз (т. е. с разностью оптич. плотностей 0,3; 0,15 или 0,10). Поглощающим материалом клина служит коллоидный графит или высокодисперсное серебро почернения в желатине, платиновое покрытие на стекле или кварце, иногда серое оптич. стекло. Источник света, как правило, — лампа накаливания с цветовой темп-рой 2850° К в сочетании со стеклянным или жидкостным светофильтром, преобразующим излучение лампы в искусственный дневной свет или в к.-л. иное излучение. Иногда источником служит импульсная лампа. Требуемая выдержка создается либо затвором с падающей шторкой, с вращающимся диском с секторной прорезью и т. п. (рис. 1), либо равномерным перемещением изо-

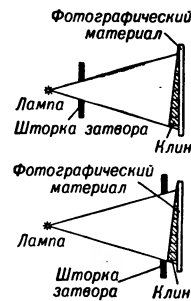


Рис. 1. Оптич. схема сенситометров, основанных на принципе одновременного экспонирования всего материала свободно распространяющимся световым пучком. Вверху — затвор вблизи источника света; внизу — вблизи испытуемого материала.

бражения равномерно высвеченной узкой щели по поверхности испытуемого материала вдоль оси клина (рис. 2). При испытании большинства материалов (фотопленок общего назначения, кинопленок, аэропленок и др.) применяются выдержки от 0,02 до 0,10 сек.

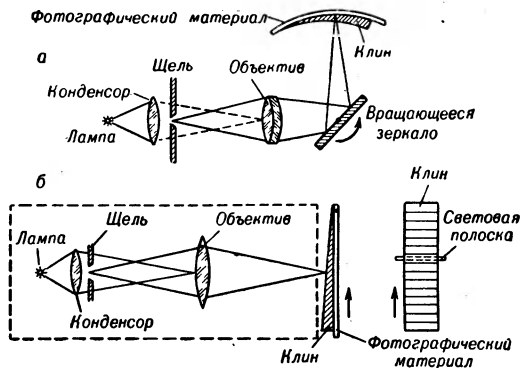


Рис. 2. Оптич. схемы сенситометров, основанных на принципе бегущей световой полоски: а — с вращающимся зеркалом и б — со взаимным перемещением оптич. системы и фотометрич. клина.

В СССР распространены 2 сенситометра: ФСР-4, стандартизованный для испытаний черно-белых материалов (ГОСТ 2817—50), схема к-рого соответствует рис. 1, а, и ПС-2, рекомендованный для испыта-

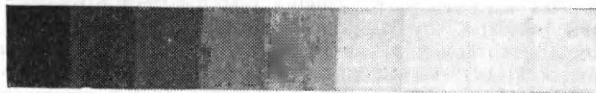


Рис. 3. Сенситограмма.

ний цветных материалов (ГОСТ 9160—59), схема к-рого соответствует рис. 2, б. Получаемый на испытуемом материале ряд почернений, отвечающих разным нормированным количествам освещения, наз. сенситограммой (рис. 3). Последнюю измеряют с помощью того или иного денситометра. С. для экспонирования фотографич. материалов в монохроматич. свете и получения кривых спектраль-

ной чувствительности (см. *Сенситометрия*) наз. спектросенситометром (рис. 4). Прибор состоит из осветительно-сенситометрич. части и спектрографа. Ввиду особой существенности спектральной неизбирательности ослабления света при

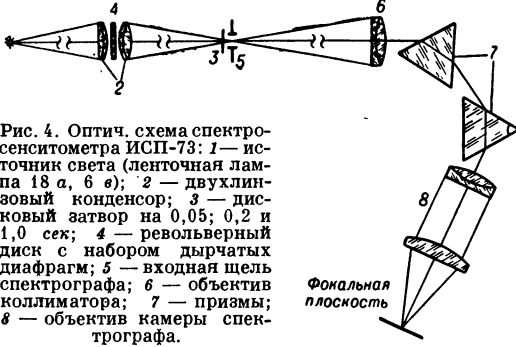


Рис. 4. Оптич. схема спектросенситометра ИСП-73: 1 — источник света (ленточная лампа 18 а, 6 в); 2 — двухлинзовый конденсор; 3 — дисковый затвор на 0,05, 0,2 и 1,0 сек; 4 — револьверный диск с набором дырчатых диафрагм; 5 — входная щель спектрографа; 6 — объектив коллиматора; 7 — призмы; 8 — объектив камеры спектрографа.

Фональная плоскость

осуществлении шкалы освещенности, в спектросенситометрах применяются дырчатые и сетчатые ослабители света, а не фотометрич. клинья, обладающие ощутимой избирательностью поглощения.

Для исследования свойств фотографич. материалов в широком диапазоне уровней освещенности и выдержек с получением т. н. и з о о п а к (см. *Невзаимозаместимости явление*) применяются спец. С. — и з о о п а к о м е т р ы, обычно имеющие неск. источников света и устройств для осуществления разнообразных выдержек (прибл. от  $10^{-6}$  до  $10^4$  сек).

Лит.: 1) Горюховский Ю. Н., Левенберг Т. М., Общая сенситометрия. Теория и практика, М., 1963; 2) Горюховский Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, М., 1960, гл. 1. Ю. Н. Горюховский.

**СЕНСИТОМЕТРИЯ** — учение об измерении фотографич. свойств светочувствит. слоев; иными словами, фотографич. метрология. В 19 в. С. ограничивалась проблемой измерения *светочувствительности* фотографич. материалов (откуда название). После того как Ф. Хертер (F. Hurter) и В. Дриффилд (V. C. Driffield) в 1890 г. ввели понятие о характеристич. кривой, рамки С. стали значительно расширяться, постепенно включая все новые и новые свойства фотографич. систем. С. имеет большое практич. значение: она необходима в ряде областей науки, применяющих метод фотографич. фотометрии (астрономия, спектроскопия и т. д.); на С. основывается количеств. контроль процесса производства фотографич. материалов и массового получения фотографич. изображений (кинематография, аэрофотография, полиграфия и т. д.).

С. включает 3 основных раздела: *денситометрию*, занимающуюся измерением поглощения и рассеяния света в проявленных фотографич. слоях, т. е. количеств. оценкой конечного фотографич. эффекта; и *интегральную С.*, занимающуюся оценкой действия на фотографич. материал белого или иного цвета сложного спектрального состава, и *спектральную С.*, занимающуюся оценкой спектрального распределения фотографич. действия света. Смежные области, нередко включаемые в состав С.: теория фотографич. воспроизведения, изучающая проблему связи между фотометрич. свойствами объекта фотографирования и его фотографич. изображения, и учение о структурных свойствах фотографич. слоев — их разрешающей способности (см. *Разрешающая способность* фотографирующей системы), *зернистости почернений*, *резкости фотографических изображений* и т. п. По типам исследуемых материалов С. разделяется на С. черно-белых материалов, С. цветных

материалов, С. фотографич. бумаг и С. материалов для регистрации ионизирующих излучений.

Совокупность взаимосвязанных способов измерения фотографич. свойств наз. *сенситометрической системой*. В СССР приняты отчетев. системы С. материалов на прозрачной подложке: черно-белых (ГОСТы 2817—50, 2818—45 и 2819—45) и цветных (ГОСТ 9160—59), преследующие цель испытания этих материалов в условиях, по возможности близких к условиям практич. фотографии.

Основная функциональная зависимость в С. — характеристическая кривая (иногда наз. *кривой почернений*) — зависимость *оптической плотности* почернения  $D$  (или иной величины, характеризующей свойства однородного участка фо-

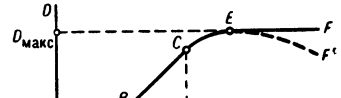


Рис. 1. Типичная характеристическая кривая реального фотографич. материала.  $AB$  — начальный,  $BC$  — прямолинейный,  $CE$  — конечный участки кривой;  $EF'$  — область соларизации; левее  $A$  — область вуали;  $i$  — точка инерции;  $D_0$  — плотность вуали;  $D_{\max}$  — макс. плотность,  $A$  — порог почернения,  $L$  — широта.

тографич. изображения) от выраженного в логарифмич. масштабе количества освещения (экспозиций)  $H$  (рис. 1). По характеристич. кривой определяют численные сенситометрич. параметры фотографич. материала: его *светочувствительность*  $S$ , характеризующую положение этой кривой относительно оси  $H$ ; коэффициент контрастности  $\gamma = (dD/d \lg H)_{\max}$ , к-рым оценивается крутизна прямолинейного участка  $BC$ , широта  $L = \lg(H_C/H_B)$ , к-рой измеряется отношение количеств освещения, в пределах к-рого кривая прямолинейна, и др.

Светочувствительность — величина, обратная количеству освещения, создающему на фотографич. слое в результате его проявления или иной химико-фотографич. обработки заданный фотографич. эффект, иными словами, отвечающему определенной ординате характеристич. кривой (т. н. критерию светочувствительности):  $S = k/H_{кр}$  (рис. 2). В советской системе С. черно-белых материалов (ГОСТ 2817—50) светочувствительность фотоматериалов общего назначения и киноплёнок оценивается по критерию, представляющему собой диффузную оптич. плот-

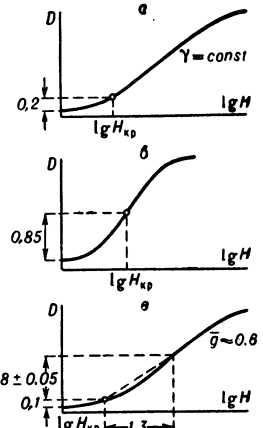


Рис. 2. Схема определения светочувствительности по различным критериям: а и б — по оптич. плотности 0,2 и 0,85 над плотностью вуали (система ГОСТ и дополнит. критерий ГОСТ); в — по оптич. плотности 0,1 сверх плотности вуали при заданном значении ср.днего градиента  $\bar{g}$  в используемом участке характеристич. кривой (проект ИСО, системы ДИН, АСА и Дж ИС).

ность (см. *Денситометрия*) 0,2 сверх плотности вуали  $D_0$ , а светочувствительность аэроплёнок — по плотности 0,85 сверх  $D_0$ :  $S_{0,2} = 1/H_D = 0,2 + D_0$ ,  $S_{0,85} = 10/H_D = 0,85 + D_0$ , где  $H$  выражено в люкс · сек. В американской системе С. АСА PH2 · 5-1960 имеем  $S_x = 0,8/H_D = 0,1 + D_0$ , в немецкой системе ДИН 4512

$S = 10 \lg (1/H_{D=0,1+D_0})$ , т. е. критерием в обоих случаях служит диффузная оптич. плотность 0,1 сверх плотности вуали.

Семейство характеристик. кривых фотографич. материала, отвечающих разным временам проявления, позволяет получить совокупность дающих общую характеристику этого материала функциональных зависимостей интегральной  $S$ . — т. н. кривых кинетики проявления (рис. 3).

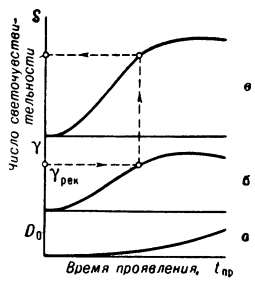


Рис. 3. Кривые кинетики проявления фотографич. материала на прозрачной подложке и определение по ним числа светочувствительности, отвечающего  $\gamma_{рек}$ .

чески применяемым значениям этой величины. Так, для универсальных (любительских) фотоплёнок  $\gamma_{рек} = 0,8$ , для негативных киноплёнок — 0,65, для кино-позитивных киноплёнок — 1,8, и т. д.

Число светочувствительности у совр. негативных материалов (кроме аэроплёнок) составляет от 16—22 до 250—350 ед. ГОСТ ( $S_{0,2}$ ), а у аэроплёнок — 130—1000 ед. ГОСТ ( $S_{0,85}$ ). Между значениями чисел светочувствительности материалов средней контрастности ( $\gamma = 0,8—1,0$ ) в советской системе  $S$  и в основных зарубежных системах (ДИН и АСА) существуют следующие сугубо приближенные соотношения:  $S_{ГОСТ} = 0,65 \text{ anti log } (0,1 S_{ДИН})$  и  $S_{ГОСТ} = 0,8 S_{АСА}$ . Так, 32 ед. ГОСТ = 17° ДИН = 40 АСА.

Важной закономерностью является также т. н. и з о о п а к а — кривая зависимости светочувствительности от выдержки при экспонировании материала по шкале освещенности ( $E_1, E_2, E_3, \dots$  при  $t = \text{const}$ ) или от освещенности при экспонировании по шкале времени ( $t_1, t_2, t_3, \dots$  при  $E = \text{const}$ ). Эта кривая характеризует невазможность (неравноценность) факторов времени освещения и освещенности на фотографич. слое (см. *Невазможности явление*). В зависимости от условий экспонирования фотографич. материала (выбора той или иной из упомянутых шкал и абс. значения выдержки  $t$  или, соответственно, освещенности на слое  $E$ ) характеристик. кривая имеет различный вид и потому различны находимые по ней значения  $S$ ,  $\gamma$  и др. сенситометрич. параметров. Поэтому при сенситометрич. испытаниях фотографич. материалов рекомендуется экспонировать их в условиях, близких к практическим: чаще всего применяют шкалу освещенности при выдержке 0,01—0,10 сек (по ГОСТ 2817—50 принята  $t = 0,05 \text{ сек}$ ).

Основными инструментальными средствами  $S$  служат *сенситометр* (экспозиционный прибор), проявительное устройство для сенситограмм, полученных с его помощью, и *денситометр* (измерит. прибор). Точность определения сенситометрич. величин обычными сенситометрич. приборами (исключая систематич. приборные ошибки) составляют в среднем: светочувствительности 10%, коэфф. контрастности 4%, плотности вуали 0,02 (в ед. этой величины).

Для цветофотографич. материалов фотографич. эффект оценивается трехмерным вектором (см. *Денситометрия*), поскольку цветное изображение образуется тремя красителями, в случае многослойных фотографич. материалов, расположенных в трех проявленных эмульсионных слоях, равно как трехмерно и само понятие цвета. Поэтому все основные функциональные зависимости (характеристич. кривые, изоопак, кривые кинетики проявления и др.) описываются триадами кривых, а численные сенситометрич. параметры — тремя величинами, отвечающими каждому элементарному слою в отдельности (т. н. аналитич. оценка) или, в нек-рых случаях, каждому элементарному рецептору цветочувствит. приемника излучения, к-рое поступает от цветного фотографич. изображения как единого целого (интегральная оценка). В случае оценки негативного материала такими рецепторами являются элементарные слои позитивного материала, на к-ром будет производиться печать с негативного изображения, а в случае оценки позитивного материала — цветовоспринимающие приемники светлоадаптированного глаза, к-рый будет рассматривать позитивное изображение.

$S$ . фотографич. бумаг имеет ту особенность, что ввиду значит. отражения света от поверхности отпечатка измеряемые на отражении оптич. плотности

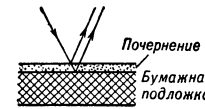


Рис. 4. Схема, поясняющая причину недостижимости больших оптич. плотностей фотографич. отпечатков на бумаге.

сколь-нибудь больших почернений на отпечатке существенно ниже, чем то отвечает поглощению света при двукратном прохождении светового пучка через почернение на непрозрачной, сильно отражающей подложке (рис. 4). Это обстоятельство делает характеристик. кривые фотографич. бумаг гораздо более «короткими», чем в случае плёнок и пластинок:  $D_{\text{макс}}$  не превышает 1,6—1,8, в то время как у позитивных плёнок  $D_{\text{макс}}$  достигает 3,5—4.

Сенситометрич. параметры бумаг характеризуют всю кривую почернений в целом, а не отдельные ее части, как для материалов на прозрачной подложке. Так, вместо коэфф. контрастности  $\gamma$  применяется т. н. с р е д н и й г р а д и е н т  $\bar{g}$ , а вместо широты  $L$  — п о л е з н ы й и н т е р в а л

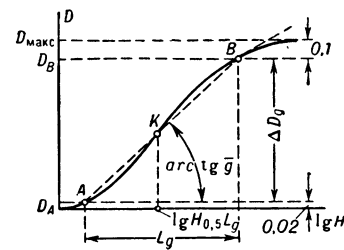


Рис. 5. Параметры, характеризующие свойства фотографич. бумаг:  $L_g$  и  $\Delta D_g$  — полезные интервалы экспозиций и плотностей;  $K$  — критерий общей светочувствительности.

полезный интервал экспозиций  $L_g$ ; светочувствительность же определяется по средней точке характеристик. кривой (рис. 5). В спектральной величине  $S$ . — основной величиной является спектральная (монохроматическая) чувствительность  $S_\lambda$ . Это — величина, обратная количеству освещения монохроматич. излучением данной длины волны  $\lambda$ , создающему на фотографич. слое при заданных условиях проявления определенный фотографич. эффект; напр., в случае черно-белых материалов диффузную оптич. плотность 1,0 сверх плотности вуали:  $S_\lambda = (1/H_\lambda)_{D=1,0+D_0}$ , где  $H_\lambda$  выражено в абс. энергетич. единицах, обычно в  $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}$ . Основная функциональная зависимость спектральной  $S$ . — кривая спектральной чувствительности  $\lg S_\lambda = f(\lambda)$ , описываю-

щая спектральное распределение чувствительности фотографич. материалов. Экспозиционный прибор для определения  $S_\lambda$  наз. спектросенситометром (см. *Сенситометр*).

Спектральное распределение светочувствительности фотографич. слоев определяется составом чувствительной твердой фазы (рис. 6) и характером сенсibilизации оптической фотографич. эмульсии (рис. 7), эффективность которой оценивается степенью сенсibilизации — логарифмом отношения величин  $S_\lambda$  в максимуме сенсibilизации и вблизи максимума собственной чувствительности галоидного серебра — и степенью десенсибилизации — логарифмом отношения величин  $S_\lambda$  вблизи максимума собствен. чувствительности до и после сенсibilизации (рис. 8). У самых высокочувствит. материалов  $S_\lambda$  (определенная по критерию  $D_H = 1,0 + D_0$ ) в максимуме спектрального распределения может достигать  $20 \text{ см}^2/\text{эрг}$ , что соответствует

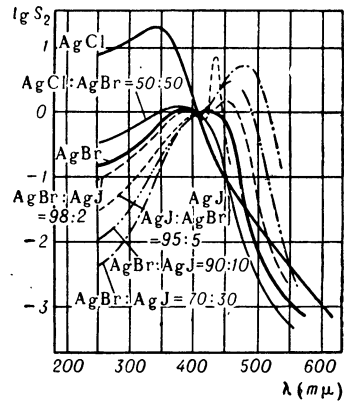


Рис. 6. Кривые спектральной чувствительности фотографич. слоев со светочувствительной твердой фазой различного состава. Кривые искусственно совмещены при  $\lambda = 404 \text{ мк}$ .

и после сенсibilизации (рис. 8). У самых высокочувствит. материалов  $S_\lambda$  (определенная по критерию  $D_H = 1,0 + D_0$ ) в максимуме спектрального распределения может достигать  $20 \text{ см}^2/\text{эрг}$ , что соответствует

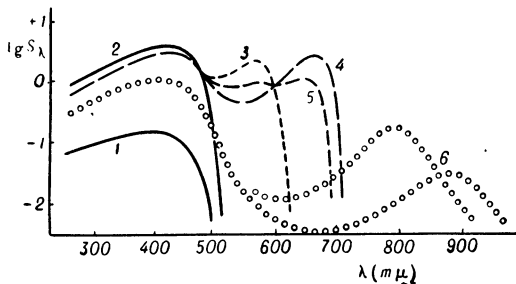


Рис. 7. Кривые спектральной чувствительности бромосеребряных фотографич. материалов с различной оптич. сенсibilизацией: 1 — несенсибилизированный низкочувствительный слой; 2 — несенсибилизированный высокочувствительный слой; 3 — зеленочувствительный (ортохроматический) слой; 4 — красночувствительный (панхроматический) слой; 5 — равномерно чувствительный (изохроматический) слой; 6 — инфракрасн. слой с различными максимумами сенсibilизации.

падению на эмульсионный кристалл с площадью  $1 \text{ мк}^2$ , лежащий на поверхности эмульсионного слоя, прилб. 200 квантов.

Монохроматический коэффициент контрастности  $\gamma_\lambda$  может довольно сильно меняться по спектру. Он сравнительно постоянен в пределах каждой из областей спектра: длинноволновой области собствен. чувствительности галоидного серебра ( $\lambda = 400\text{--}500 \text{ мк}$ ), коротковолновой ультрафиолетовой области собствен. чувствительности ( $\lambda = 250\text{--}320 \text{ мк}$ ) и, наконец, области добавочной (сенсibilизированной) чувствительности ( $\lambda > 500 \text{ мк}$ ). Соотношение же абс. значений  $\gamma_\lambda$  в этих областях может быть существенно различным. В частности, в ультрафиолетовой области спектра  $\gamma_\lambda$  всегда много ниже, чем в видимой области.

При соблюдении условия аддитивности фотографич. действия совокупности монохроматич. излучений, имеющего место при  $\gamma_\lambda = \text{const}$ , мерой фотографич. действия сложного по спектральному составу излучения служит величина фотоактиничного потока  $A = \int A_\lambda d\lambda$ , где  $A_\lambda = S_\lambda \Phi_\lambda$  — монохроматический фотоактиничный поток ( $\Phi_\lambda$  — монохроматич. поток излучения, т. е. составляющая суммарного потока сложного излучения). Кривая  $A_\lambda = f(\lambda)$  описывает спектральное распределение действия данного излучения (источника света).

Светочувствительность фотографич. материала к излучению данного спектрального состава:  $S = A/\Phi$ , где  $\Phi = \int \Phi_\lambda d\lambda$ . Здесь обшая светочувствительность  $S$  выражена в тех же энергетич. единицах, что и спектральная чувствительность  $S_\lambda$ . Если выразить  $S$  в визуальных единицах, как это принято в интегральной С., то

$$S = 1,61 \frac{\int S_\lambda \Phi_\lambda V_\lambda d\lambda}{\Phi}$$

где  $V_\lambda$  — относит. видность или спектральная чувствительность светлоадаптированного глаза, отнесенная к абс. величине  $V_\lambda$  при  $\lambda = 555 \text{ мк}$ , величины же  $S$  и  $S_\lambda$  выражены соответственно в  $1/\text{люкс} \cdot \text{сек}$  и  $\text{см}^2/\text{эрг}$ .

При малых размерах экспонированного поля (от  $0,1 \text{ мм}$  и ниже) сенситометрич. параметры фотографич. материала изменяются с изменением размеров по двум действующим в противоположных направлениях причинам: а) из-за рассеяния света эмульсионным слоем и потому уменьшения действующей освещенности сравнительно с освещенностью наложенной (см. *Разрешающая способность фотографической системы*) и б) ввиду пограничных эффектов проявления, выражающихся в лучшем проявлении малых полей, окруженных незасвеченным или слабо засвеченным фоном, нежели полей протяженных. Обычно с уменьшением протяженности поля светочувствительность уменьшается монотонно.

Рост интереса к количеству даваемой фотографич. изображением информации, большая часть которой заключена в самых мелких деталях, и указанные особенности С. малых полей выдвинули в последнее время идею об информ. чувствительности фотографич. слоев — величине, характеризующей минимальное количество освещения, позволяющее воспроизвести минимальные по размерам и контрасту детали оптич. изображения при заданном уровне фотографич. шумов (зернистости почернений). Так связываются между собой прежде достаточно разобщенные классич. С. и учение о структурных свойствах фотографич. слоев.

Лит.: 1) Чибисов К. В., Теория фотографических процессов, т. 1, М., 1935; 2) Гороховский Ю. Н., Левенберг Т. М., Общая сенситометрия. Теория и практика, М., 1963; 3) Гороховский Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, М., 1960; 4) ГОСТ 2653—44. Основные понятия и величины фотографической сенситометрии; 5) ГОСТ 2817—50. Фотографические материалы на прозрачной подложке. Метод общесенситометрического испытания; 6) ГОСТ 9160—59. Фотографические материалы

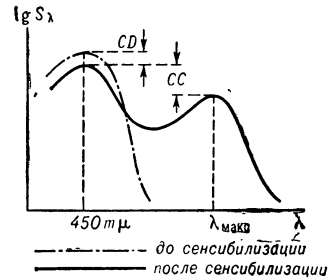


Рис. 8. Схема определения степени сенсibilизации (CC) и сенсibilизации (CD) у сенсibilизированного фотографич. материала.



тять эти тела серыми лишь в определенных довольно узких интервалах длин волн, где коэфф.  $a_{\lambda,T}$  приблизительно постоянны. Так, в видимой области спектра свойствами С. т. обладают: уголь ( $a_{\lambda,T} = 0,80$  при  $125-625^\circ\text{C}$ ); угольные нити ламп накаливания ( $a_{\lambda,T} = 0,526$  при  $1040-1405^\circ\text{C}$ ); сажа ( $a_{\lambda,T} = 0,94-0,96$  при  $100-200^\circ\text{C}$ ) и т. п. Платиновая и висмутювая черни поглощают и излучают как С. т. в наиболее широком интервале  $\lambda$  — от видимого света до  $25-30 \mu$  ( $a_{\lambda,T} = 0,93-0,99$ ). Для  $W a_{\lambda,T}$  в области  $0,4-2 \mu$  сильно меняется (от  $0,46$  при  $0,4 \mu$  до  $0,24$  при  $2 \mu$ ); в интервалах  $2-3 \mu$  ( $a_{\lambda,T} = 0,2-0,24$ ) и  $3-4 \mu$  ( $a_{\lambda,T} = 0,19-0,2$ )  $W$  можно считать С. т. Понятие С. т. широко применяется в *пирометрии оптической*.

Лит.: 1) Рибо Г. Оптическая пирометрия, М., 1934, § 77; 2) Марголин И. А., Румянцев Н. П., Основы инфракрасной техники, 2 изд., М., 1957, § 17. А. С. Хайкин.

**СЕТОК МЕТОД** — метод решения задач математич. анализа, применяемый для приближенного решения различных ур-ний математич. физики, а также для доказательства существования решения нек-рых краевых задач. Основная идея С. м. состоит в приближенной замене данного ур-ния (напр., дифференциального, интегрального, интегро-дифференциального) системой алгебраич. ур-ний, причем значения приближенного решения ищут в узлах нек-рой сетки, к-рой покрывают область, где требуется найти решение данной задачи. Таким образом, первоначальная задача сводится к более простой в ряде случаев задаче о решении системы алгебраич. ур-ний.

Для решения методом сеток дифференциальных ур-ний с частными производными от двух независимых переменных область  $G$  на плоскости  $xOy$ , в к-рой ищут решение дифференциального ур-ния, покрывается сеткой, напр. с помощью прямых  $x = mh$ ,  $y = nl$ , где  $h$  и  $l$  — нек-рые положительные числа, а  $m$  и  $n$  пробегают такие последовательные целые значения, чтобы вся область покрывалась прямоугольниками со сторонами  $h$  и  $l$  ( $h$  и  $l$  наз. шагами сетки, а вершины прямоугольников — узлами сетки).

Для перехода от дифференциального ур-ния к системе алгебраич. ур-ний производные от ф-ции  $u(x, y)$ , входящие в дифференциальное ур-ние, заменяются по ф-лам численного дифференцирования линейными комбинациями значений ф-ции  $u(x, y)$  в узлах так, чтобы при стремлении  $h$  и  $l$  к нулю эти линейные комбинации стремились к соответствующим частным производным. Таким образом, линейному дифференциальному ур-нию с частными производными ставится в соответствие конечная система линейных алгебраич. ур-ний, связывающих значения неизвестной ф-ции в узлах сетки.

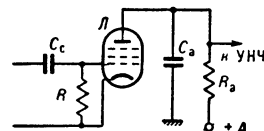
Применение С. м. имеет смысл лишь в том случае, если доказана сходимостъ разностной схемы, т. е. если доказано, что при заданном стремлении шагов сетки к нулю решение системы алгебраич. ур-ний стремится к решению соответствующего дифференциального ур-ния, удовлетворяющему заданным граничным условиям. С. м. обычно приводит к системам алгебраич. ур-ний с весьма большим числом неизвестных; эти ур-ния, как правило, решают приближенно (напр., итерационными методами). Так как вычисления большей частью ведутся с округлениями, то практич. интерес могут представлять только такие сходящиеся разностные схемы, для к-рых малые ошибки, допущенные в процессе решения системы алгебраич. ур-ний, не приводят к большому отклонению от точного решения этих ур-ний — т. н. устойчивые разностные схемы.

С. м. в применении к интегральным и интегро-дифференциальным ур-ниям состоит в приближенной за-

мене интеграла, входящего в ур-ние, линейной комбинацией значений подынтегральной ф-ции, взятых при нек-рых значениях независимых переменных, по ф-лам приближенного интегрирования и в замене производных, входящих в ур-ние, соответствующими разностными отношениями по ф-лам численного дифференцирования.

Лит.: Канторович Л. В., Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 5 изд., М.—Л., 1962.

**СЕТОЧНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ** — *детектирование*, основанное на нелинейной зависимости сеточного тока электронной лампы (*тетрода, пентода*) от напряжения на сетке относительно катода. Высокочастотное модулированное напряжение попадает через емкость  $C_c$  на сетку лампы  $L$  (см. рис.). За счет нелинейности вольтамперной характеристики участка сетка — катод возникает низкочастотная составляющая сеточного тока, создающая падение напряжения на сопротивлении  $R$ . Это напряжение усиливается в анодной цепи лампы, причем емкость  $C_a$  шунтирует анодную цепь по токам высокой частоты и тем самым не пропускает высокочастотную составляющую в усилитель низкой частоты (УНЧ).



Достоинство С. т. — высокая чувствительность к слабым сигналам, обусловленная большей нелинейностью сеточного тока. Недостаток С. д.: при больших сигналах оно сопровождается обратным по действию анодным детектированием, возникающим за счет верхнего загиба вольтамперной характеристики лампы и уменьшающим эффект С. д. Т. о., при С. д. нелинейные искажения заметны не только при малых (как при анодном и *двухдодном детектировании*), но и при больших сигналах. Практически для неискаженного С. д. амплитуда высокочастотного модулированного напряжения на сетке не должна превышать 40% от амплитуды низкочастотного напряжения, к-рое можно было бы подать на сетку лампы, если бы последняя применялась для усиления низкой частоты; это приводит к снижению эффективности последующего усиления низкой частоты, к-рым сопровождается С. д. В связи с указанными недостатками применение С. д. ограничено.

Лит.: Си ф о р о в В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954, гл. 6. М. Д. Нарасев.

**СЕТОЧНЫЙ ТОК** — ток, возникающий в цепи сетки электронной лампы. Активная составляющая С. т. обусловлена электронами, попадающими на сетку (зависит от потенциала сетки относительно катода), ионами (остаточные газы), *термоэлектронной эмиссией* материала сетки (нагрев сетки тепловым излучением катода и анода), токами утечек (несовершенство изоляции сетки). В области высоких частот существенна реактивная составляющая С. т., связанная с наличием межэлектродных емкостей (емкостной ток). В случае СВЧ наличие электронов в пространстве сетка-катод приводит к появлению активной составляющей С. т. (см. *Входное сопротивление электронной лампы*, *Входная емкость электронной лампы*).

**СЕТЧАТКА** (*р е т и н а*) — внутр. поверхность *глаза*, состоящая из слоя светочувствит. клеток — рецепторов и неск. слоев нервных клеток. Ф-ция С. — предварит. обработка зрит. сигналов перед их передачей по зрит. нерву в центральную нервную систему. См. *Зрение*.

**СЖИЖЕНИЕ ГАЗОВ** производят при охлаждении их ниже критич. темп-ры (см. *Критическое состояние*).

Для промышленного С. г. с критич. темп-рой выше темп-ры окружающей среды (практически выше  $220^\circ\text{K}$ ) —  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$  и др. — их сжимают в ком-



прессоре, а затем конденсируют в теплообменниках, где охлаждающий агент (вода или холодильный рассол) отводит теплоту конденсации газа.

Для С. г. с критич. темп-рой ниже комнатной их предварительно охлаждают, применяя соответствующие холодильные циклы.

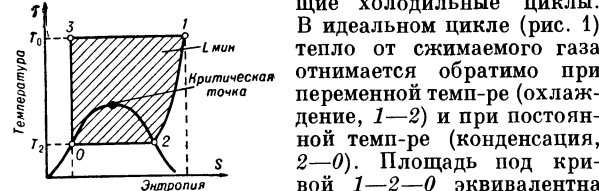


Рис. 1. Идеальный цикл сжижения газов.

В идеальном цикле (рис. 1) тепло от сжимаемого газа отнимается обратимо при переменной темп-ре (охлаждение, 1—2) и при постоянной темп-ре (конденсация, 2—0). Площадь под кривой 1—2—0 эквивалентна количеству тепла, к-рое необходимо отвести от газа при его сжижении; заштрихованная площадь соответствует термодинамической минимальной работе, необходимой для С. г.  $L_{мин} = T_0 (S_г - S_ж) - (J_г - J_ж)$ , где  $T_0$  — темп-ра окружающей среды,  $S$  — энтропия,  $J$  — энтальпия газа и жидкости (индексы г и ж). Практически идеальный цикл С. г. трудно осуществить из-за требования

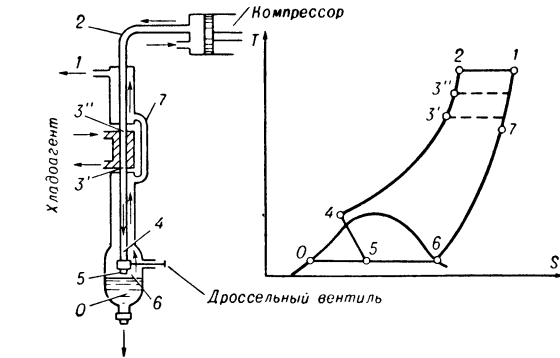


Рис. 2. Принципиальная схема и диаграмма  $T - S$  цикла сжижения газов на основе эффекта Джоуля — Томсона с предварительным охлаждением посторонним хладагентом. После сжатия в компрессоре (1—2) газ охлаждается в предварительном теплообменнике (2—3'), в холодильнике постороннего хладагента (3''—3') и в основном теплообменнике (3'—4). После дросселирования (4—5) жидкость скапливается в сборнике, а несжиженный газ, проходя противотоком в теплообменниках, охлаждает свежие порции поступающего газа.

обратимости всех процессов и необходимости сжатия до очень высоких давлений (для воздуха ок. 500 тыс. атм).

Исторически первый метод ожижения низкокипящих газов ( $N_2$ ,  $O_2$  и др.) — каскадный метод ожижения. Современные промышленные методы глубокого охлаждения, необходимого для С. г., основаны:

1) На Джоуля—Томсона эффекте — охлаждении газа при его дросселировании, напр. через вентиль (рис. 2).

Темп-ра кипения при 760 мм рт. ст. ( $T_{кип}$ ), критич. темп-ра ( $T_{кр}$ ), минимальная ( $L_{мин}$ ) и действительная ( $L_д$ ) работа сжижения нек-рых газов.

Газы	$T_{кип}$ (°К)	$T_{кр}$ (°К)	$L_{мин}$ (квт-ч/кг)	$L_д$ (квт-ч/кг)
Азот . . . . .	77,36	126,26	0,220	1,2 — 1,5
Аргон . . . . .	87,29	150,72	0,134	0,8 — 0,95
Водород (норм.) . . . . .	20,39	33,24	3,31	15 — 45
Воздух . . . . .	78,8	132,42/132,52	0,205	1,25 — 1,5
Гелий . . . . .	4,215	5,199	1,93	16 — 40
Кислород . . . . .	90,19	154,78	0,177	1,2 — 1,4
Метан . . . . .	111,67	191,06	0,307	0,75 — 1,2
Пропан . . . . .	231,1	370,0	0,04	~ 0,083
Этилен . . . . .	169,37	282,65	0,119	~ 0,31

Необходимо, чтобы темп-ра газа перед дросселированием была ниже инверсионной точки, при к-рой эффект Джоуля—Томсона меняет знак, поэтому  $N_2$ , напр., охлаждается жидким  $N_2$ , а He — жидким  $H_2$ ; воздух часто охлаждают аммиаком или фреоном, что повышает выход жидкости.

2) На изэнтропическом расширении газа в детандере (рис. 3). Для увеличения термодинамич. обрати-

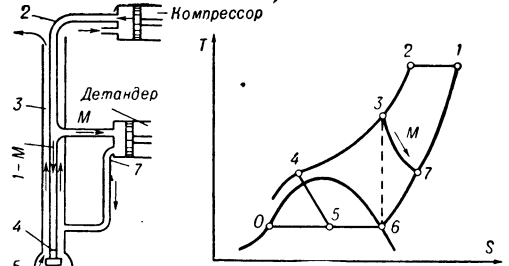


Рис. 3. Принципиальная схема и диаграмма  $T - S$  цикла сжижения газов с детандером. После сжатия в компрессоре (1—2) газ охлаждается в предварительном теплообменнике (2—3). Затем часть газа  $M$  направляется в детандер, а остальной газ (1— $M$ ) охлаждается в теплообменнике (3—4) и дросселируется (4—5). Расширение в детандере должно протекать изэнтропически (3—6), практически рабочий процесс идет по линии 3—7.

мости цикла иногда применяют неск. детандеров, работающих на различных темп-рных уровнях. Напр., в каскадном двухдетандерном цикле сжижения He (рис. 4) холод производится на 3 темп-рных уровнях, что определяет довольно высокую эффективность

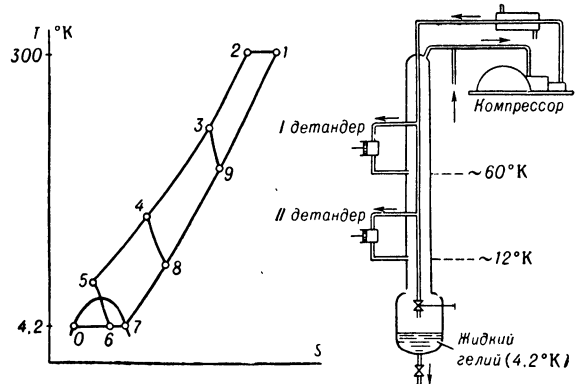


Рис. 4. Принципиальная схема и диаграмма  $T - S$  каскадного двухдетандерного цикла сжижения гелия.

установки — расход энергии 16 квт · ч/кг ( $L_{мин} = 1,93$  квт · ч/кг). Для ожижения воздуха, а также других газов с темп-рой кипения не ниже 70° К ныне применяются холодильно-газовые машины, в к-рых в одном агрегате удачно сочетаются компрессор, детандер и теплообменник (регенератор).

Лит.: Малков М. П. и др., Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения, М.—Л., 1963. И. Б. Данилов, М. П. Малков.

**СЖИМАЕМОСТЬ** (о б ъ е м н я у п р у г о с т ь) — обратимое изменение объема вещества под действием гидростатич. (всестороннего) давления.

В газах давление  $p$  имеет тепловое происхождение; оно связано с передачей импульса молекулами при их тепловом движении. В конденсированных фазах (жидкостях и твердых телах)  $p$  обусловлено как взаимным упругим отталкиванием атомов («холодное давление»), так и изменением энергии тепловых коле-

баний атомов (ядер) при уменьшении объема вещества и тепловым возбуждением электронов, существенным при темп-рах  $T \sim 10^4$  град и выше («тепловое» давление). Поэтому величина  $\kappa$ , связанная с изменением действующих в веществе сил при изменении его объема, — важнейшая характеристика поведения веществ под высоким давлением.

Количеством  $\kappa$  описывается модулем объемного сжатия (объемной упругости)  $K = -V(\partial p/\partial V)$  или коэфф.  $\kappa = -\partial \ln V/\partial p = (-1/V)(\partial V/\partial p)$ .  $K$  и  $\kappa$  иногда наз. соответственно модулем и коэфф. несжимаемости. С. газов характеризуются также коэфф.  $\kappa = p_0/RT$  ( $v$  — объем моля,  $R$  — газовая постоянная), степенью  $\kappa = p/p_0 v_0$  и относит. плотностью  $\delta = \rho/\rho_0$  (если  $v$  — объем моля при  $0^\circ\text{C}$  и  $p = 1$  атм,  $\rho_0$  — плотность при этих параметрах, то  $\rho$  и  $\delta$  выражаются в т. н. е д и ц а х А м а г а).

С. — ф-ция  $p$  и  $T$ ; нормально  $\kappa$  убывает при увеличении  $p$  и растет с  $T$ . С. относится к свойствам вещества, определяемым вторыми производными термодинамич. ф-ций. Различают С. и з о т е р м и ч е с к у ю ( $T = \text{const}$ ) и а д и а б а т и ч е с к у ю (энтропия  $S = \text{const}$ ). Адиабатич. характеристики С. связаны с изотермическими через отношение теплоемкостей при постоянном давлении  $c_p$  и объеме  $c_V$ :  $K_S = (c_p/c_V)K_T$  и  $\kappa_s = (c_V/c_p)\kappa_T$  (т. к.  $c_p > c_V$ , то  $|\kappa_s| < |\kappa_T|$ , наоборот,  $|K_S| > |K_T|$ ), а также термодинамич. соотношениями [1]:

$$(\partial V/\partial p)_S = (\partial V/\partial p)_T + (T/c_p)(\partial V/\partial T)^2;$$

$$(\partial p/\partial V)_S = (\partial p/\partial V)_T - (T/c_p)(\partial p/\partial T)^2.$$

Разность  $K_S - K_T$  пропорциональна  $T$  (при  $0^\circ\text{K}$  она равна нулю) и при умеренно высоких  $T$  для веществ с малым тепловым расширением она невелика.

Определение  $K_T$  (или  $\kappa_T$ ) по экспериментальным  $p, V$ -зависимостям (при  $T = \text{const}$ ) основано на допущении пропорциональности между относительно малыми приращениями  $p$  и соответствующим им изменением объема тела:  $K_T = -V(p_2 - p_1)/(V_2 - V_1)$ , где  $V_1, p_1$  и  $V_2, p_2$  — начальные и конечные значения объема и давления. В зависимости от значений, придаваемых  $V$ ; различают обычный и мгновенный (или «истинный») модули объемного сжатия (коэфф. С.). В 1-м случае  $V$  — объем, занимаемый массой вещества при атм. давлении; во 2-м  $V = (V_1 + V_2)/2$ . Т. о., мгновенный модуль более сильно зависит от  $p$  и правильнее отражает поведение вещества под давлением.

Данные о С. могут быть получены, помимо прямых методов измерения  $V$  или  $\rho$  тел под давлением (см. *Пьезометр*), из акустич. измерений скорости упругих волн в веществе, а также вычислены по скоростям распространения фронта ударной волны и массовой скорости при ударном сжатии (см. *Давления высокие, Ударная волна, Скорость звука*). В отличие от изотермич. и адиабатич. процессов, сжатие в ударной волне имеет существенно необратимый характер: энтропия сжимаемого вещества возрастает. Ударные адиабаты не могут быть представлены семействами однопараметрич. кривых, т. к. их ход зависит от начального состояния вещества.

Сжимаемость газов. У идеальных газов  $K = p$  и не зависит непосредственно от  $T$ . Для оценки С. чистых реальных газов (до  $p/RT \approx 3$ ) часто применяют  $p, V$ -зависимости в приведенных переменных  $v/v_k, p/p_k, T/T_k$ , где  $v_k, p_k, T_k$  — критич. значения соответствующих величин (см. *Приведенное уравнение состояния*). Характеризующие в этом случае С. ф-ции  $F(v/v_k, T/T_k) = pv/RT, Z(p/p_k, T/T_k) = pv/RT$  — универсальные, одинаковые для всех веществ [2] (см. *Соответственных состояний закон, Ван-дер-Ваальса уравнение*). Для умеренно высоких  $p$  ( $\sim 10^2 - 10^3$  атм) применяют разложение коэфф. С. газов по степеням плотности:  $p/RT = 1 + B(T)/v + C(T)/v^2 + \dots$ , или давления:  $p/RT = 1 + B'(T)p + C(T)p^2 + \dots$ , где  $B, C, \dots$  и  $B', C', \dots$  — вириальные коэфф.,

значения  $\kappa$ -рых могут быть определены экспериментально или вычислены методами статистич. физики, если известен потенциал сил взаимодействия между молекулами (атомами). Для описания поведения газов под давлением применяют также различные ур-ния состояния, справедливые в определенных  $p, T$ -интервалах [3], метод отклонения [5] и т. д.

При изотермич. сжатии газов при темп-рах, близких к комнатной,  $\rho$  сильно возрастает с  $p$  (рис. 1). При адиабатич. сжатии рост  $p$  сопровождается повышением  $T$  и соответственно меньшим увеличением  $\rho$ . Напр., при адиабатич. сжатии Аг до  $5 \cdot 10^3$  кгс/см<sup>2</sup> его  $T$  превосходит  $8 \cdot 10^3$  °K, а  $\rho = 0,3$  г/см<sup>3</sup> (против  $\rho = 1,4$  г/см<sup>3</sup> для изотермич. сжатия при  $55^\circ\text{C}$ ). Вследствие этого многие свойства адиабатически сжатых газов близки к свойствам идеальных газов (для Аг это показано до  $10^4$  кгс/см<sup>2</sup> [4]).

Еще большее возрастание  $T$  и соответственно еще меньшее увеличение  $\rho$  происходит при сжатии газа в ударной волне [6]. О методах измерения С. газов см. [4, 7], а также *Давления высокие*.

С. жидкостей нельзя описать общими универсальными уравнениями, как С. газов. Однако при отсутствии экспериментальных данных для грубой оценки С. жидкостей в ограниченном диапазоне  $p$  применяют закон соответственных состояний [8]. Связь между  $V$  и  $p$  может быть удовлетворительно представлена эмпирич. ф-лами [2, 7—11]. В широком интервале  $p$  применимы ур-ние Кирквуда  $\ln(V_p/V_0)_s = (1/n)\ln[(A_s + p)/A_s]$ , где  $A_s$  — ф-ция энтропии,  $1/n$  — постоянная; ур-ние Бриджмена  $V_0 - V = clg(p/p_0)$ , где  $c$  — постоянная, а  $p_0 \sim 10^4$ .

При атм. давлении  $K$  разных жидкостей могут различаться на порядок и более. С увеличением  $p$  С. большинства жидкостей падает сначала резко ( $-\partial K/\partial p \sim 6-10$ ), а затем меняется весьма мало (см. рис. в ст. *Давления высокие*). Так, для многих органич. жидкостей уменьшение  $\kappa$  в интервале 1—1000 кгс/см<sup>2</sup> примерно такое же, как в интервале 6—12 тыс. кгс/см<sup>2</sup> (примерно в 2 раза), и при  $10^4$  кгс/см<sup>2</sup>  $\kappa$  составляет 5—10% от начального. При высоких  $p$  индивидуальные особенности жидкостей сглаживаются; так, при  $3-5 \cdot 10^4$  кгс/см<sup>2</sup> С. большинства исследованных жидкостей различаются не более чем на 10%, и  $K$  приближаются по порядку величины к соответств. модулям твердых тел (во всяком случае при не очень высоких  $T$ ). У ряда металлов (Ba, Cs, Rb), а также Те и графита уд. объемы расплавов при  $T_{пл}$ , начиная с нек-рого  $p$ , становятся меньше уд. объемов твердой фазы.

Для объяснения С. жидкостей принимают, что она определяется двумя факторами: 1) структурными, связанным с изменением взаимного расположения молекул под давлением в сторону их более компактной упаковки, и 2) геометрич. и физич., связанным с уменьшением «свободного объема» или пропорциональным сокращением флуктуирующих в жидкости микрополостей — «дырок». При малых  $p$  обычно основную роль играет 1-й фактор, при больших — 2-й [8].

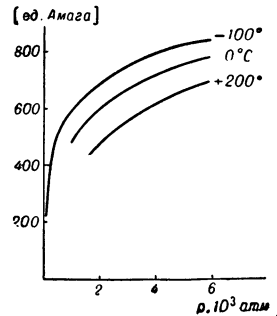


Рис. 1. Зависимость плотности азота от давления (по М. Бенедикту, J. Am. Chem. Soc., 59, 1937, 2224).

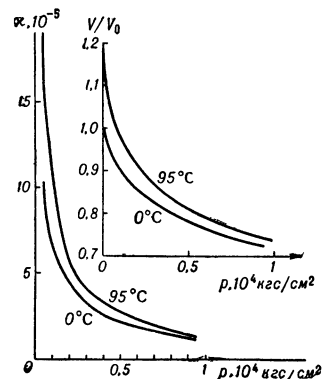


Рис. 2. Зависимость объема ( $V/V_0$ ) и коэфф. сжимаемости ( $\kappa$ ) пентана от давления (по П. В. Бриджмену).

Табл. 1. — Сжимаемость жидкостей.

	$K_T, 10^3$ кгс/см <sup>2</sup>	$K_s, 10^3$ кгс/см <sup>2</sup>	$(\Delta V_s/V_0)_{T^\circ\text{C}}$	$(\Delta V_{10}/V_s)_{T^\circ\text{C}}$
Ртуть . . . . .	254	291	(0,018) <sub>20</sub>	(0,016) <sub>20</sub>
Глицерин . . . . .	41,5	47,6	(0,08) <sub>30</sub>	(0,05) <sub>30</sub>
Вода . . . . .	21,8	22,4	(0,13) <sub>50</sub>	(0,06) <sub>50</sub>
Этиловый спирт . . . . .	9,2	10,9	(0,18) <sub>25</sub>	(0,06) <sub>25</sub>
Пентан . . . . .	4,1	6,5	(0,26) <sub>50</sub>	(0,08) <sub>50</sub>

Нормально коэфф. С. жидкостей возрастает с нагреванием. Этот темп-рный эффект уменьшается с ростом  $p$  (рис. 2),

т. к. уменьшается коэфф. термич. расширения (у органич. жидкостей в среднем в 4—8 раз на  $10^4$   $\text{кгс/см}^2$ ). С увеличением  $T$  при  $p = \text{const}$  у многих жидкостей наблюдается перемена знака  $(\partial^2 V / \partial T^2)_p$ . Данные по  $S$  нек-рых чистых жидкостей приведены в табл. 1 [7, 9, 10], где  $K_T$  и  $K_S$  даны при норм. давлении и  $20^\circ \text{C}$ , а  $\Delta V_0 / V_0$  и  $\Delta V_{10} / V_0$  — относительные декременты объема в интервалах 1—5000 и  $5 \cdot 10^3$ — $10^4$   $\text{кгс/см}^2$ . С жидкостей при ударном сжатии [11—13] представлена на рис. 3.

р, кбар

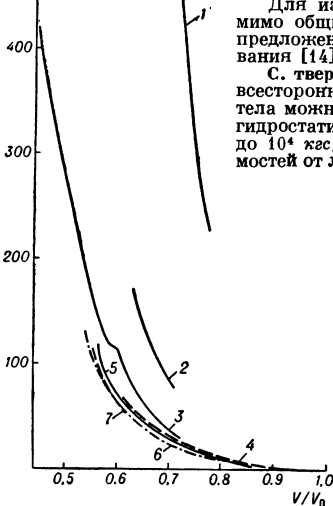


Рис. 3.

Рис. 3. Ударная сжимаемость жидкостей: 1 — ртуть; 2 — глицерин; 3 — вода; 4 — сероуглерод; 5 — бензол; 6 —  $\text{CCl}_4$ ; 7 — этиловый спирт. Исходные состояния всех веществ близки к нормальным ( $p = 1 \text{ атм}$ ,  $T \sim 15$ — $30^\circ \text{C}$ ).  
Рис. 4. Ударная сжимаемость Fe, Pb, NaCl [18]:  $p_T$  — ударные адиабаты;  $p_X$  — кривые холодной сжимаемости [18].

р,  $10^3$  кбар

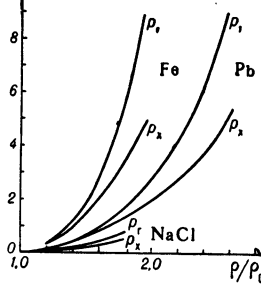


Рис. 4.

дельных представлениях, дающих связь  $K$  с др. физ. характеристиками твердого тела и позволяющих проводить экстраполяцию экспериментальных данных в определенных  $p$ ,  $T$ -интервалах при отсутствии в них полиморфных превращений [6, 11, 15, 17, 20]. К этому виду относится, напр., ур-ния  $(p + \pi) \cdot V^n = \text{const}$  и  $V/V_0 = (1 + p/p_0)^{-1/a}$ , где  $\pi$ ,  $n$ ,  $p_0$ ,  $a$  — постоянные, характеризующие данное вещество.

Большинство  $p$ ,  $V$ -данных до  $12 \cdot 10^3$   $\text{кгс/см}^2$  представлено в виде коэфф. ур-ния:  $-\Delta V/V = -ap + bp^2$ , где  $a$  и  $b$  — постоянные. Для металлов и ионных кристаллов  $a \sim 10^{-7}$ — $10^{-8}$   $\text{кгс}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ,  $b \sim 10^{-12}$ — $10^{-11}$   $\text{кгс}^{-2} \cdot \text{см}^4$ .

Для многих веществ ур-ние этого вида может быть применено до  $p \sim 3 \cdot 10^4$   $\text{кгс/см}^2$ ; для веществ с большим начальным изменением  $S$  его применяют, начиная с достаточно высокого  $p$ , напр. от  $p = 2$ — $5 \cdot 10^3$   $\text{кгс/см}^2$ .

Изотермич.  $S$  многих веществ, находящихся при комнатной тем-ре в твердом состоянии, экспериментально исследована до  $10^5$   $\text{кгс/см}^2$  [7], зависимость от  $p$  адиабатич. модуля упругости — до  $10^4$   $\text{кгс/см}^2$ . При  $T$ , заметно отличающихся от комнатной, известны отдельные измерения  $p$ ,  $V$ ,  $T$ -данных до  $2$ — $5 \cdot 10^4$   $\text{кгс/см}^2$ ; в ударной волне — до неск. млн.  $\text{кгс/см}^2$  [6, 18].

Обычно  $S$  твердых тел уменьшается с  $p$  (аномальный ход и имеют кварцевое стекло и церий до  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  перехода) и возрастает с  $T$ . В результате  $p$ ,  $V$ -изотермы с ростом  $p$  сближаются ( $\partial V / \partial p < 0$ , где  $\beta$  — объемный коэфф. термич. расширения). Однако известны случаи (Bi, AgCl) изменения знака  $\partial \beta / \partial p$  в определенных  $p$ ,  $T$ -интервалах.

При  $p \sim 10^5$   $\text{кгс/см}^2$  у твердых тел  $p$  увеличивается в среднем на  $\Delta p \sim 15$ — $25\%$ ; для отдельных веществ, напр. щелочных металлов,  $\Delta p \sim 40\%$ ; для большинства других металлов  $\Delta p$  не превосходит 6—15%. Для увеличения  $p$  таких металлов вдвое необходимо приложить  $p$  в неск. млн.  $\text{кгс/см}^2$  (рис. 4).

Коэфф.  $S$  простых веществ — периодич. ф-ция атомного номера (рис. 5), однако с ростом  $p$  разница  $S$  между отдельными элементами сглаживается и максимум  $S$  смещается от щелочных металлов к элементам с более сложным строением атома [15].

Табл. 2. — Относительные декременты объемов  $(\Delta V/V_0)$  нек-рых веществ при комнатной тем-ре ( $V_0 = 1$  при  $p = 1$   $\text{кгс/см}^2$ ).

$p, 10^3 \text{ кгс/см}^2$	Mo	Cu	Al	Pb	AgCl	$\alpha\text{-SiO}_2$ (кварц)	NaCl	CsCl	S	Se	Na
10	0,004	0,007	0,013	0,02	0,02	0,024	0,04	0,05	0,08	0,09	0,12
20	0,007	0,014	0,025	0,04	0,04	0,045	0,07	0,09	0,13	0,15	0,18
30	0,01	0,02	0,036	0,06	0,06	0,063	0,09	0,12	0,16	0,19	0,23
100	0,03	0,06	0,1	0,15	0,16	0,132	0,21	0,23	0,27	0,3	0,4

$S$  анизотропных веществ зависит от кристаллографич. направлений (во всяком случае до  $p \sim 10^5$   $\text{кгс/см}^2$ ), причём у веществ с сильной анизотропией (графит, Zn, Cd, Bi и др.)  $S$  вдоль оси со слабым атомным взаимодействием может во много раз (8—10 и более) превосходить  $S$  по оси, в направлении к-рой имеет место более сильная связь. Изменение параметра решетки в направлении сильной связи в определенном интервале  $p$  может быть даже положительным (рис. 6).

Наименьшей  $S$  обладает алмаз:  $(\Delta V/V_0)_{30^\circ} \approx 0,005$  до  $3 \cdot 10^4$   $\text{кгс/см}^2$ ; из металлов, по-видимому, — Re и Ir, у к-рых  $(\Delta V/V_0)_{30^\circ} \approx 0,008$ . Большинство данных по  $S$  твердых тел при постоянной тем-ре до  $p \sim 0,5$ — $1 \cdot 10^4$   $\text{кгс/см}^2$  получено методом перемещения поршня и до  $3 \cdot 10^4$   $\text{кгс/см}^2$  — измерением линейной  $S$ , к-рая выражает относит. уменьшение линейных размеров  $(\Delta L/L_0)$  при всестороннем сжатии [7, 20].

Для изотропных тел коэфф. линейной  $S$   $(1/L) \cdot (dL/dp)$  с точностью до малых величин равен  $1/3$   $\kappa$ . Наряду с общими для газов и жидкостей методами измерения  $S$  в исследовании твердых тел особое значение имеет метод рентгеноструктурного анализа под давлением [19]. Кроме того,  $K$  твердых тел может быть найден из измерения модулей Юнга  $E$  и сдвига  $G$  с помощью соотношения:  $K = E/(9 - 3E/G)$ , к-рое справедливо для изотропных тел.

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. П., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М., 1951 (Теор. физика, т. 4); и х же, Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; 2) Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М.,

лыми. Для полного описания  $p$ ,  $V$ -зависимостей твердого тела должны быть учтены особенности молекулярной структуры и характер сил межатомного взаимодействия в кристаллах различных классов (металлических, ионных, валентных и т. д.). При  $p \sim 10^5$   $\text{кгс/см}^2$  особенности электронной структуры в известной степени сглаживаются (см. Давления сверхвысокие) и предельный закон холодного сжатия вещества имеет вид  $p \sim \rho^{2/3}$  или  $V \sim V_0^{3/2}$  [6]. При сравнительно небольших  $p$  теоретич.

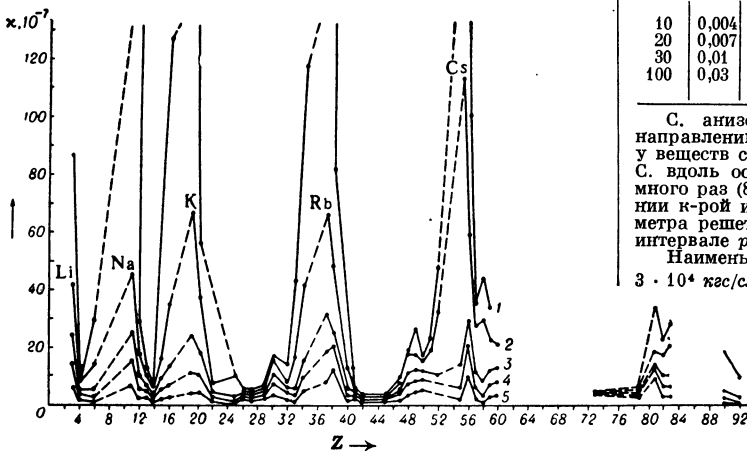


Рис. 5. Периодич. зависимость  $\kappa$  от порядкового номера элементов [15]: 1 —  $p \sim 1 \text{ атм}$ ; 2 —  $p \sim 3 \cdot 10^4 \text{ атм}$ ; 3 —  $p \sim 10^5 \text{ атм}$ ; 4 —  $p \sim 2 \cdot 10^5 \text{ атм}$ ; 5 —  $p \sim 5 \cdot 10^5 \text{ атм}$  (данные 4 и 5 экстраполированы по ф-ле  $(p + \pi) \cdot V^n = \text{const}$ ).

ур-ния состояния, основанные на квантовомеханич. представлениях, в нек-рых спец. случаях (напр., щелочные и щелочно-земельные металлы) дают удовлетворит. согласие с опытными данными. В более общих случаях целесообразно из теоретич. соображений определять только вид ур-ния и использовать в нем экспериментальные константы [6, 16]. Предложен также ряд ур-ний состояния, основанных на феноменологич. и мо-

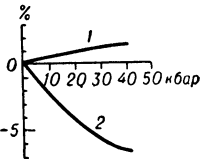
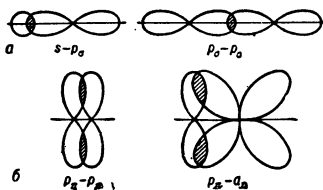


Рис. 6. Линейная сжимаемость Te: 1 — положительная  $\Delta c/c > 0$ ; 2 — отрицательная  $\Delta a/a < 0$ , где  $a$  и  $c$  — параметры гексагональной решетки [19].

1961; 3) В у к а л о в и ч М. П., Н о в и к о в И. И., Уравнение состояния реальных газов, М.—Л., 1948; 4) Р я б и н и Ю. Н., Газы при больших плотностях и высоких температурах, М., 1959; 5) Р о з е н А. М., «ЖФХ», 1945, т. 19, вып. 9, с. 469; «ДАН СССР», 1950, т. 70, № 3, с. 413; 6) З е л ь д о в и ч Я. Б., Р а й з е р Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; 7) Б р и д ж м е н П. В., Физика высоких давлений, пер. с англ., М.—Л., 1935; е г о ж е, Новейшие работы в области высоких давлений, пер. с англ., М., 1948; «Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.», 1942, v. 74, № 12; Ф р е н к е л ь Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945; 9) К о р н ф е л ь д М. О., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; 10) В е т т К. Е. la. o.J., «Brit. J. Appl. Phys.», 1954, v. 5, № 7, p. 243; 11) С о о к М. А., R o g e r s L. A., «J. Appl. Phys.», 1963, v. 34, № 8; 12) А л ь т ш у л е р Л. В. [и др.], «ДАН СССР», 1958, т. 121, № 1, с. 87; 13) W a l s h J. M., R i c e M. H., «J. Chem. Phys.», 1957, v. 26, № 4, p. 815; 14) Р а з у м и х и н В. Н., «Тр. Ин-в Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», 1960, вып. 46 (106); 15) Р я б и н и Ю. Н., «ФММ», 1956, т. 2, вып. 2, с. 225; 1960, т. 9, вып. 2, с. 312; 16) Д а в ы д о в Б. И., «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1956, № 12, с. 1411; 17) С в е н с о н К., Физика высоких давлений, пер. с англ., М., 1963; 18) А л ь т ш у л е р Л. В. [и др.], «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 4, с. 874; 1960, т. 39, вып. 1, с. 16; 1962, т. 42, вып. 1, с. 91; 19) В е р щ а г и н Л. Ф. [и др.], «ЖЭТФ», 1963, т. 45, вып. 6, с. 2073; см. также — [17] — предисловие редактора перевода; 20) К о р н ф е л ь д М., «УФН», 1954, т. 54, вып. 2, с. 315. Л. Д. Лившиц.

**СИГМА-СВЯЗЬ** (σ-связь). Одной из характеристик состояния электрона в двухатомной молекуле является величина его орбитального момента, проекции к-рого, квантующиеся относительно линии связи, описываются квантовым числом λ, принимающим значения 0, ±1, ±2, ... Электроны, для к-рых |λ| = 0, 1, 2, ..., наз. соответственно σ, π и δ-электронами. В соответствии с принципом Паули, число σ-электронов не превышает двух, а π- и δ-электронов — четырех (по 2 электрона с λ = ±1 и λ = ±2). σ-электронами молекулы могут быть электроны составляющих ее атомов в состояниях s, p<sub>0</sub>, d<sub>0</sub>, f<sub>0</sub> и их линейных комбинациях, а π-электронами — в состояниях p<sub>±1</sub>, d<sub>±1</sub>, f<sub>±1</sub> и их линейных комбинациях (нижние индексы — величины m<sub>l</sub> относительно линии связи).

Химич. связи, образованные σ-, π- и δ-электронами соответственно, наз. σ-, π- и δ-связями. Ординарные связи между атомами обычно



Схематическое изображение σ-связи (а) и π-связи (б), образованных электронами в различных (s, p и d) состояниях. Условная плоскость л-связи перпендикулярна плоскости чертежа.

является строгой только для линейных (в частности, двухатомных) молекул. Однако она может быть использована и в нелинейных многоатомных молекулах для описания химич. связей, также обладающих симметрией относительно оси или плоскости, хотя условные σ- и π-связи нелинейных молекул не следует смешивать с σ- и π-связями в линейных молекулах. При изображении химич. связей валентными штрихами один штрих обозначает ординарную σ-связь, остальные — компоненты кратной связи (π- и δ-). См. также *Дельта-связь*.

Лит.: К о н д р а т ь е в В. Н., Структура атомов и молекул, 2 изд., М., 1959. Е. М. Шусторович.

**СИГМА-ФУНКЦИИ** — целые трансцендентные ф-ции. Основная из четырех С.-ф. — ф-ция

$$\sigma(z) = z \prod_{m,n} \left(1 - \frac{z}{w}\right) \exp\left[\frac{z}{w} + \frac{z^2}{2w^2}\right],$$

где  $w = 2m\omega_1 + 2n\omega_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — два числа, отношение к-рых не является вещественным, а  $m$  и  $n$  независимо друг от друга пробегают все положит. и отрицат. целые числа, кроме  $m = n = 0$ . Ф-ция  $\sigma(z)$  имеет простые нули при  $z = w$ , т. е. в вершинах параллелограммов, образующих правильную решетку на плоскости  $z$  и получающихся из основного параллелограмма с вершинами в точках  $0, 2\omega_1, 2\omega_2, 2(\omega_1 + \omega_2)$  параллельными переносами вдоль его сторон. При помощи ф-ции  $\sigma(z)$  могут быть определены дзета-ф-ция  $\zeta(z)$  и эллиптич. ф-ция  $\wp(z)$  Вейерштрасса:

$$\zeta(z) = \frac{d}{dz} \log \sigma(z), \quad \wp(z) = -\frac{d^2}{dz^2} \log \sigma(z).$$

Обозначим  $\omega_3 = -\omega_1 - \omega_2$ ,  $\zeta(\omega_k) = \eta_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ . Равенства

$$\sigma_k(z) = \frac{\sigma(z + \omega_k)}{e^{\eta_k z \sigma(\omega_k)}}, \quad k = 1, 2, 3$$

определяют остальные три С.-ф.; ф-ция  $\sigma(z)$  — нечетная, а три остальные С.-ф. — четные.

Любая эллиптич. ф-ция  $f(z)$  с периодами  $2\omega_1$  и  $2\omega_2$  может быть рационально выражена через С.-ф. по ф-ле

$$\psi(z) = C \frac{\sigma(z - a_1) \dots \sigma(z - a_r)}{\sigma(z - b_1) \dots \sigma(z - b_r)},$$

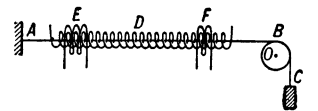
где  $C$  — постоянная,  $a_1, \dots, a_r$  и  $b_1, \dots, b_r$  — соответственно, полные системы нулей и полюсов ф-ции  $f(z)$ , удовлетворяющие условию  $a_1 + \dots + a_r = b_1 + \dots + b_r$ . С.-ф. тесно связаны с *тэта-функциями*.

Лит.: 1) С м и р н о в В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 2, 5 изд., М.—Л., 1953; 2) Г у р в и ц А., Теория аналитических и эллиптических функций, пер. с нем., Л.—М., 1933; 3) У и т т е к е р Э. Т., В а т с о н Дж. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., ч. 2, 2 изд., М., 1963.

**СИГНАЛ** — физич. процесс, отображающий *собщение* и служащий для его передачи по каналу связи. Преобразование сообщения в С. наз. *кодированием* и заключается в изменении определенного параметра физич. процесса, выбранного для передачи, в соответствии с нек-рой зависимостью, отображающей содержание сообщения.

**СИКСТУСА — ТОНКСА ОПЫТЫ** — экспериментальное изучение процесса перемангничивания однородного магнитно-одноосного ферромагнитного образца, обладающего прямоугольной петлей *гистерезиса магнитного* [1].

В С.—Т. о. было установлено, что перемангничивание начинается от одного единств. зародыша перемангничивания внутри образца и весь процесс идет за счет роста объема зародыша, т. е. смещения его границ с конечной скоростью в виде одиночного большого скачка Баркгаузена (см. *Баркгаузена эффект*). На рис. приведена схема С.—Т. о.: образец (проволока)  $ABC$  (длиной  $\sim 10^2$  см, диаметром сечения  $10^{-3}$  см) из материала с положит.



магнитоотрицательной (напр., из сплавов Fe — Ni) упруго растягивается грузом  $C$ , достаточным, чтобы сделать проволоку магнитноодноосной (легчайшего намагничивания). Проволока помещается вдоль оси соленоида  $D$ , создающего основное однородное намагничивающее поле  $H_1$ , и намагничивается в нем до насыщения (концы проволоки  $AB$  выносятся из соленоида  $D$  для исключения влияния зародышей перемангничивания, могущих образоваться у пластически деформированных мест захвата или изгиба проволоки). В короткой катушке  $E$ ; расположенной вблизи одного из концов соленоида  $D$ , создается «об-

Схема опытов Сикстуса — Тонкса:  $ABC$  — проволока, растягиваемая грузом  $C$ ;  $O$  — блок;  $D$  — соленоид, создающий основное магнитное поле;  $E$  и  $F$  — измерит. катушки.

ратное» поле  $-H_2$  такой силы, что  $|H_2 - H_1| \geq H_s$ , где  $H_s$  — поле старта (см. *Зародыши перемангничивания*). При этом в участке проволоки, находящемся внутри катушки  $E$ , возникает зародыш с намагниченностью, обратной основному магнитному насыщенному проволоки. Этот зародыш может привести к распространению вдоль проволоки волны перемангничивания, если в соленоиде  $D$  создать обратное основное поле  $-H_3$ , по величине превышающее критич. поле  $H_0 < H_s$ . Поле  $H_0$ , при к-ром скорость  $v$  волны перемангничивания стремится к нулю, определяется оставшимися внутри растянутой проволоки неоднородностями, создающими потенциальные барьеры для волны перемангничивания. При  $|H_3| < H_0$  процесс перемангничивания затормаживается. Скорость  $v$  можно определить, напр., регистрируя промежуток времени между импульсами от двух измерит. катушек  $E$  и  $F$ , возникающими в них при прохождении волны перемангничивания. В большинстве случаев  $v$  оказалась линейной (в магнитно-жестких образцах) или квадратичной (в магнитно-мягких) ф-цией основного магнитного поля. Наибольшая величина скорости перемангничивания, достигнутая в магнитно-мягких проволоках,  $\sim 10^3$  м/сек, что еще значительно меньше скорости звука в металлах ( $\sim 5 \cdot 10^3$  м/сек). Кинетика волны перемангничивания в С.—Т. о. определяется в основном токами Фуко, к-рые возникают в ходе самого процесса. Торможение роста зародышей определяется условием минимума энергии, складывающейся из энергии внешнего поля, граничного слоя и размагничивающего поля самого зародыша. Тщательные опыты и теоретич. расчеты позволили определить в деталях весь процесс перемангничивания образцов в С.—Т. о. В частности, из измеренных геометрич. размеров «замороженных» зародышей и величин полей, необходимых для торможения их роста, удалось впервые определить величину плотности энергии граничного слоя, отделяющего зародыш от основной магнитной фазы намагниченной проволоки (см. *Домены ферромагнитные*). В случае проволоки из Fe—Ni эта величина  $\sim 2,7$  эрг/см<sup>2</sup>, что хорошо согласуется с теорией (см. *Ферромагнетизм*). Травлением проволок с поверхности удалось из толщ материала извлечь «замороженные» зародыши. С.—Т. о. — 1-е наиболее убедит. доказательство реального существования процессов намагничивания типа смещения границ доменов между соседними доменами с различной ориентацией самопроизвольной намагниченности.

*Лит.*: 1) Sixtus K., Tonks L., «Phys. Rev.», 1931, v. 37, № 8, p. 930; 1932, v. 42, № 3, p. 419; 2) Sixtus K., «УФН», 1939, т. 22, № 1, с. 63; 3) Деринг В., там же, с. 78; 4) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948, § 66, 68. С. В. Вонсовский.

**СИЛА** (в механике) — величина, являющаяся мерой механич. взаимодействия материальных тел. Это взаимодействие может иметь место или при непосредственном контакте (давления прижатых друг к другу тел, трение), или через посредство создаваемых взаимодействующими телами полей (поле тяжести, электромагнитное поле). В каждый данный момент времени действующая на тело С., как вектор, характеризуется ее модулем, направлением в пространстве и точкой приложения. Прямая, вдоль к-рой направлена С., наз. линией действия С. Если тело можно рассматривать как недеформируемое (абсолютно твердое), то С. можно считать приложенной в любой точке на ее линии действия.

Измерение С. производят статич. или динамич. методами. Статич. метод основан на уравновешивании измеряемой С. другой, заранее известной (см. *Динамометр*, *Аэродинамические весы*). Динамич. метод основан на законе динамики  $m\dot{w} = F$ , позволяющем, если известна масса  $m$  тела и измерено ускорение  $w$

его свободного поступат. движения относительно инерциальной системы отсчета, найти С. Единицами измерения С. служат 1 ньютон (1 н), равный С., к-рая сообщает массе в 1 кг ускорение 1 м/сек<sup>2</sup>, а также 1 дина =  $10^{-5}$  н или 1 кгГ  $\approx 9,81$  н. С. М. Тарг.

**СИЛА ЗВУКА** — то же, что *интенсивность звука*.

**СИЛА ИНЕРЦИИ** — векторная величина, численно равная произведению массы  $m$  материальной точки на ее ускорение  $w$  и направленная противоположно ускорению. При криволинейном движении С. и. можно разложить на касательную или тангенциальную составляющую  $J_\tau$ , направленную противоположно касат. ускорению  $w_\tau$ , и на нормальную, или центробежную составляющую  $J_n$ , направленную вдоль главной нормали к траектории от центра кривизны; численно  $J_\tau = m|w_\tau|$ ,  $J_n = mv^2/\rho$ , где  $v$  — скорость точки,  $\rho$  — радиус кривизны траектории. При изучении движения по отношению к инерциальной системе отсчета С. и. вводят для того, чтобы иметь формальную возможность составлять ур-ния динамики в форме более простых ур-ний статики (см. *Д'Аламбера принцип*, *Кинестатика*).

Понятие о С. и. вводится также при изучении относит. движения. В этом случае присоединение к действующим на материальную точку силам взаимодействия с другими телами переносной  $J_{\text{пер}}$  и Кориолиса  $J_{\text{кор}}$  С. и. позволяет составлять ур-ния этой точки в подвижной (неинерциальной) системе отсчета так же, как и в инерциальной (см. *Относительное движение*, *Кориолиса сила*). С. М. Тарг.

**СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА** — безразмерная величина, входящая в выражения для различных характеристик излучающих систем: вероятностей переходов, ширины спектральных линий и уровней энергии, коэфф. поглощения, поляризуемости и др. Для дипольного перехода между уровнями  $i$  и  $k$  С. о.

$$f_{ik} = - (2m/3\hbar e^2) (\omega_{ik}/g_i) \sum_{a,b} |\langle a | D | b \rangle|^2,$$

где  $\omega_{ik} = (E_i - E_k)/\hbar$ , индексы  $a$  и  $b$  относятся к уровням с энергией  $E_i$  и  $E_k$ ,  $g_i$  — кратность вырождения или статистич. вес уровня  $i$ ,  $\langle a | D | b \rangle$  — матричный элемент оператора электрич. дипольного момента между состояниями  $a$  и  $b$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона. С. о. для излучения ( $E_i > E_k$ ) отрицательны, для поглощения ( $E_i < E_k$ ) положительны;  $f_{ik} = -(g_k/g_i) f_{ki}$ . Для С. о. справедливы те же правила отбора, что и для электрич. дипольного излучения ( $f_{ik} \neq 0$ , если разрешен электрич. дипольный переход). Вероятности спонтанного излучения, индуцированного излучения и поглощения, выраженные через С. о., равны:

$$W_{ik}^{\text{сп}} = \frac{2\omega_{ik}^2 e^2}{m^3 c^3} |f_{ik}|; \quad W_{ik}^{\text{инд}} = \frac{2\pi^2 e^2}{\hbar \omega_{ik}^3 m} |f_{ik}|;$$

$$W_{ki}^{\text{полгл}} = \frac{2\pi^2 e^2}{\hbar \omega_{ki}^3 m} |f_{ki}|.$$

С. о. обладает нек-рыми важными свойствами. Сумма С. о., соответствующих всем возможным переходам с заданного уровня  $E_i$  на все др. уровни  $E_k$  (включая непрерывный спектр), равна числу электронов в атоме или молекуле:  $\sum_k f_{ik} = N$ . Если электрон

находится в поле, обладающем к.-л. симметрией, то С. о. подчиняются дошолнит. правилам сумм. Кроме того, С. о. удовлетворяют нек-рым приближенным правилам сумм. Так, в одноэлектронном приближении сумма С. о. для переходов на уровни, соответствующие возбуждению оптич. электрона, равна 1. Отношения С. о. для составляющих мультиплетов, как правило, целочисленны.

Физ. смысл С. о. становится понятным, если сравнить квантовомеханич. выражение для поляризуемости атома, находящегося в состоянии  $E_i$ :  $\alpha_i = (e^2/m) \sum_k f_{ik}/(\omega_{ik}^2 - \omega^2)$ , с классич. выражением для поляризуемости гармонич. осциллятора с собств. частотой  $\omega_k$ :  $\alpha = (e^2/m) \sum_k 1/(\omega_k^2 - \omega^2)$ , где  $\omega$  — частота падающего света. Можно сказать, что атом представляет собой совокупность осцилляторов с собств. частотами  $\omega_{ik}$ , каждый из к-рых входит с эффективной «силой»  $f_{ik}$ . Для частот  $\omega \sim \omega_{ik}$ , для к-рых  $E_k < E_i$ , С. о. отрицательна, и возникает явление т. н. отрицат. дисперсии.

Для разрешенных переходов между соседними уровнями обычно  $f_{ik} \sim 0,1-1$ ; однако для нек-рых переходов может быть на неск. порядков меньше.

С. о. могут быть точно вычислены лишь для одноэлектронных атомов и ионов (H, He<sup>+</sup> и т. д.), в остальных случаях они вычисляются приближенно, в основном с помощью вариационных или полумпирич. методов. Достигаемая точность ок. 20—50%. Экспериментально С. о. могут быть получены при определении различными способами вероятностей переходов: по времени затухания спектр. линии, по коэфф. поглощения, аномальной дисперсии и т. д. Наиболее надежные и точные результаты дает метод аномальной дисперсии. Экспериментально С. о. получены для многих переходов различных атомов.

Аналогично С. о. электрич. дипольного перехода можно ввести С. о. для магнитно-дипольного и квадрупольного переходов.

Лит.: 1) Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1963; 2) Ельшиевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962. И. В. Тюмин.

**СИЛА СВЕТА (I)** — отношение светового потока  $d\Phi$  к телесному углу  $d\omega$ , в к-ром он распространяется:  $I = d\Phi/d\omega$ . Измерение С. с. источника производят на основе уравнивания освещенностей полей сравнения светомерной головки, создаваемых, соответственно, исследуемым и стандартным источниками света (см. *Фотометрия*).

Наряду с термином С. с. применяют также термины: С. с. удельная — отношение С. с. к площади излучающей поверхности; С. с. средняя сферическая — полный световой поток, испускаемый источником во все стороны, деленный на полный телесный угол  $4\pi$ . Для изотропного источника света истинная С. с. совпадает со средней сферич.

Ед. измерения С. с. — *свеча*.

Лит.: Тиходев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962. Н. Р. Батарчукова.

**СИЛА ТЯЖЕСТИ** — равнодействующая силы притяжения Земли и центробежной силы вращения Земли. Центробежная сила достигает максимума на земном экваторе, но и здесь она составляет лишь 1/288 долю С. т. Вследствие этого С. т. на земной поверхности в основном зависит от формы и размеров земной поверхности. Направление С. т. определяет вертикаль данного места. Направления С. т. на небольшом участке поверхности Земли можно считать параллельными; т. о., направленные вниз и равные  $mg$  (где  $m$  — масса притягиваемого тела,  $g$  — ускорение С. т.) С. т. образуют постоянное силовое поле. См. также *Гравиметрия*, *Гравиметр*.

**СИЛИКАГЕЛЬ** — обезвоженный студень кремневой кислоты, один из наиболее распространенных адсорбентов. С. обычно получается при взаимодействии щелочного силиката с кислотой; образующийся золь кремневой кислоты с течением времени переходит в гель. После промывки от солей и обезвоживания гель превращается в бесцветное пористое вещество с механически прочными зернами. С. имеет глобуляр-

ную структуру; его скелет состоит из частиц шаровидной формы, размер к-рых определяет величину уд. поверхности, а плотность их упаковки — пористость. Вода входит в структуру С. в виде гидроксильных групп, хим. связанных с атомами кремния на поверхности глобул, что придает С. гидрофильные свойства (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). Адсорбционные свойства С. зависят как от величины уд. поверхности (составляющей 50—900 м<sup>2</sup>/г), размеров и характера распределения пор, так и от хим. состава поверхности. Характер пористости С. можно регулировать в процессе его получения, изменяя водородный показатель pH среды осаждения и промывной жидкостью, природу дисперсионной среды, длительность старения гидрогеля (необезвоженного геля) и др. Проводя хим. реакции на поверхности С., можно замечать его поверхностные гидроксильные группы на атомы F, Cl, углеводородные и кремнеорганич. радикалы. Заменой в органич. радикалах определенных функциональных групп можно придать С. специфич. адсорбционные свойства.

С. благодаря своим гидрофильным свойствам, большой удерживающей способности, инертности к агрессивным средам, легкой регенерируемости и невоспалляемости широко применяется в технике в качестве эффективного осушителя газов и жидкостей, для улавливания паров ценных органич. растворителей, как ионообменник для выделения ряда металлов, для очистки нефтепродуктов и масел, для хроматографич. разделения смесей (см. *Хроматография*), как наполнитель в производстве резины (т. н. белая сажа) и др. Особенно большое применение получил С. как носитель катализаторов.

Лит.: 1) Неймарк И. Е., «Усп. химии», 1956, т. 25, вып. 6, с. 748; «Нефтехимия», 1963, т. 3, № 1, с. 149; «Хим. промышленность», 1958, № 4, с. 227; 2) Джигит О. М., Киселев А. В., Неймарк И. Е., «ЖФХ», 1954, т. 28, вып. 10, с. 1850; 3) Никитин С. Н., Силикагель и его применение в черной металлургии, М., 1941. И. Е. Неймарк.

**СИЛИКАТЫ** — природные или искусственные соединения кремнезема SiO<sub>2</sub> с различными элементами, преимущественно I, II и III групп периодич. системы Менделеева; важнейший класс минералов. По химич. составу и строению С. очень разнообразны и часто сложны. Основная структурная единица всех С. — кремнекислородный тетраэдр [SiO<sub>4</sub>]<sup>4-</sup>. Такие тетраэдры в кристаллич. структурах С. могут находиться либо в виде изолированных друг от друга структурных единиц, либо могут сочленяться в сложные радикалы через углы тетраэдров с образованием общих вершин. Способ сочленения зависит от расположения и размеров других ионов в структуре (от размеров ребер полиэдров прочих атомов). При крупных катионах (Na, Ca) ребра октаэдров несоизмеримы с ребрами Si-тетраэдра (3,8 или 2,6 Å) и основной строительной единицей является группа [Si<sub>2</sub>O<sub>7</sub>]<sup>6-</sup> (рис. 1).

Систематика С. основана на типе сочленения кремнекислородных радикалов (рис. 2). Различают структуры с изолированными тетраэдрами [SiO<sub>4</sub>]<sup>4-</sup> (а) — форстерит, циркон, гранаты и др.; с изолированными группами [Si<sub>2</sub>O<sub>7</sub>]<sup>6-</sup> (б) — тортвейтит и др., [Si<sub>3</sub>O<sub>9</sub>]<sup>6-</sup> (в), [Si<sub>4</sub>O<sub>12</sub>]<sup>8-</sup> (г) и [Si<sub>6</sub>O<sub>18</sub>]<sup>12-</sup> (д), двухэтажными цепочками  $n$  [SiO<sub>3</sub>]<sup>2-</sup> (е) — диопсид, пироксены и др.; с лентами или двойными цепочками  $n$  [Si<sub>4</sub>O<sub>11</sub>]<sup>6-</sup> (ж) — тремолит, амфиболы и др.; со слоями  $n$  [Si<sub>2</sub>O<sub>5</sub>]<sup>2-</sup> (а) — слюды, тальк, хлориты и др.; с каркасом  $n$  [SiO<sub>2</sub>] — кварц, или [Si<sub>n-x</sub>Al<sub>x</sub>O<sub>2n</sub>]<sup>x-</sup> — полевые

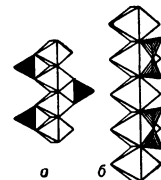


Рис. 1. Элементарные строительные единицы кристаллов силикатов: группы [SiO<sub>4</sub>]<sup>4-</sup> (а) и [Si<sub>2</sub>O<sub>7</sub>]<sup>6-</sup> (б) в структурах с маленькими и большими катионами.



шпаты, нефелин, цеолиты и др. Кремнекислородные радикалы — цепочки, ленты, сетки и кольца достаточно прочны, но не жестки и легко деформируются, приспособляясь к различным конструктивным условиям, создаваемым расположением ведущих катионов. В С. широко распространено явление изоморфизма,

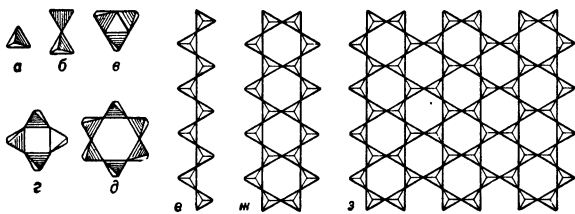


Рис. 2. Основные мотивы кремнекислородных тетраэдров в силикатах. Объяснения в тексте.

как изовалентного (напр., в *гранатах* или в группе *оливина*), так и гетеровалентного, напр. часть ионов  $\text{Si}^{4+}$  в тетраэдрах может заменяться на  $\text{Al}^{3+}$ , как в особом классе С. — *алюмосиликатах*. В состав С. нередко входит вода, как кристаллизационная (напр., в *цеолитах*), так и конституционная ( $[\text{OH}]^-$ , напр., в *слюдах*).

Свойства С. зависят как от типа кремнекислородного радикала и др. структурных особенностей, так и от состава. Большинство С. химически устойчиво, кислотоупорно. Твердость по Моосу обычно до 7. Окраска разнообразная, определяется присутствием хромофора. Блеск обычно стеклянный, в тонком срезе всегда прозрачны. Для большинства С. характерна высокая темп-ра плавления, хотя многие С. разлагаются до плавления. Нек-рые С. получают синтетически.

Лит.: 1) Основные идеи геохимии, вып. 3, Л., 1937; 2) Бетехтин А. Г., Минералогия, М., 1950; 3) Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, [М.], 1947; его же, Кристаллохимия силикатов с крупными катионами, М., 1961; 4) Соболев В., Введение в минералогию силикатов, Львов, 1949. М. О. Кляя.

**СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ** — функция координат точек *силового поля*, обладающая тем свойством, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой функции. Силовое поле, для к-рого существует С. ф., наз. потенциальным.

**СИЛОВОЕ ПОЛЕ** — область пространства, в каждой точке к-рой на помещенную туда материальную частицу действует определенная по числ. величине и направлению сила, зависящая только от координат  $x, y, z$  этой точки. Такое С. п. наз. стационарным; если же сила поля зависит еще и от времени, то С. п. наз. нестационарным. Стационарное С. п. может быть задано ур-ниями:

$$F_x = f_1(x, y, z), \quad F_y = f_2(x, y, z), \quad F_z = f_3(x, y, z), \quad (1)$$

где  $F_x, F_y, F_z$  — проекции силы поля  $F$ .

Если существует такая ф-ция  $U(x, y, z)$ , наз. силовой ф-цией, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой ф-ции, то С. п. наз. потенциальным. В этом случае С. п. задается одной ф-цией  $U(x, y, z)$ , а сила  $F$  может быть определена через эту ф-цию равенствами:

$$F_x = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad F_y = \frac{\partial U}{\partial y}, \quad F_z = \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (2)$$

или  $F = \text{grad } U$ . Условие существования силовой ф-ции для данного С. п. состоит в том, что

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = \frac{\partial F_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial F_y}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial y}, \quad \frac{\partial F_z}{\partial x} = \frac{\partial F_x}{\partial z}, \quad (3)$$

или  $\text{rot } F = 0$ . При перемещении в потенциальном С. п. из точки  $M_1(x_1, y_1, z_1)$  в точку  $M_2(x_2, y_2, z_2)$  работа сил поля определяется равенством  $A_{12} =$

$= U(x_2, y_2, z_2) - U(x_1, y_1, z_1)$  и не зависит от вида траектории, по к-рой перемещается точка приложения силы.

Поверхности  $U(x, y, z) = \text{const}$ , на к-рых ф-ция  $U$  сохраняет постоянное значение, наз. поверхностями уровня. Сила в каждой точке поля направлена по нормали к проходящей через эту точку поверхности уровня; при перемещении вдоль поверхности уровня работа сил поля равна нулю.

Примеры потенциального С. п.: однородное поле тяжести, для к-рого  $U = -mgz$ , где  $m$  — масса движущейся в поле частицы,  $g$  — ускорение силы тяжести (ось  $z$  направлена вертикально вверх); ньютоново поле тяготения, для к-рого  $U = fm/r$ , где  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  — расстояние от центра притяжения,  $f$  — постоянный для данного поля коэффициент.

Изучение движения частицы в потенциальном С. п. (при отсутствии других сил) существенно упрощается, т. к. в этом случае имеет место закон сохранения механич. энергии, позволяющий установить прямую зависимость между скоростью частицы и ее положением в С. п. С. М. Тарг.

**СИЛОВЫЕ ЛИНИИ** — линии, проведенные в к.-л. силовом поле (электрическом, магнитном, тяготения) так, что в каждой точке пространства направление касательной к линии совпадает с направлением силы (напряженности) поля. Поскольку напряженность — однозначная функция точки, через каждую точку проходит только одна С. л. Густота С. л. выбирается так, чтобы через перпендикулярную к С. л. площадку в  $1 \text{ см}^2$  проходило число С. л., пропорциональное (в частности, численно равное) напряженности поля на этой площадке.

Картина С. л. дает представление и о топологич. структуре изображаемого силового поля. Так, в электростатич. поле возможны только незамкнутые С. л. С. л. магнитного поля постоянных электрич. токов охватывают эти токи и являются либо замкнутыми, либо всюду плотно покрывающими нек-рые замкнутые трубчатые поверхности. В переменных электромагнитных полях замкнутые С. л. возможны также у электрич. поля.

**СИЛЫ СВЕТА ЭТАЛОН** — см. *Световой эталон*.

**СИЛЬМАНАЛ** — ферромагнитный сплав из неферромагнитных компонентов (один из *Гейслеровых сплавов*), состав:  $\text{MnAg}_5\text{Al}$  (приблизительно). Индукция насыщения  $B_s = 880 \text{ гс}$ , темп-ра Кюри  $360^\circ\text{C}$ . Интересен благодаря высокому значению коэрцитивной силы  $H_c$ : при намагниченности, равной нулю,  $H_c = 6000 \text{ э}$ , а при индукции, равной нулю,  $H_c = 300 \text{ э}$ . Наилучшие свойства получаются после отпуска при  $250^\circ\text{C}$ .

Лит.: 1) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 331; 2) Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы, М., 1957 (Металлы и сплавы в электротехнике, т. 1). М. Г. Лужинская.

**СИЛЬНАЯ ФОКУСИРОВКА** (жесткая фокусировка, знак переменная фокусировка) в ускорителях заряженных частиц — фокусировка, обусловленная чередованием фокусирующих и дефокусирующих магнитных полей (с показателем магнитного поля  $|n| \gg 1$ ), при к-рой частота бетатронных колебаний превышает частоту обращения заряженной частицы. Подробнее см. *Фокусировка частиц в ускорителях*.

**СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ** — класс взаимодействий между мезонами ( $\pi, K$ ) и барионами ( $N, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ ), характеризующийся большими (по сравнению со слабыми взаимодействиями и электромагнитными взаимодействиями) значениями эффективных сечений процессов и малыми временами жизни частиц, распадающихся в результате этого взаимодействия ( $\sim 10^{-24} \text{ сек}$ ). Радиус действия С. в. мал ( $\sim 10^{-13} \text{ см}$ ). С. в. играют большую роль в природе:

короткодействующие ядерные силы, удерживающие нуклоны в атомных ядрах, а также многочисл. ядерные реакции — проявление этого взаимодействия.

Количеств. характеристика силы взаимодействия — величины константы связи. Введение самого понятия константы связи первоначально было вызвано попыткой построить динамич. теорию С. в. по аналогии с квантовой электродинамикой (константа связи  $e$  — заряд электрона;  $e^2 = 1/137$ ,  $\hbar = c = 1$ ). Каждому сорту элементарных частиц приписывалось свое поле, конструировались лагранжианы взаимодействия и выписывались ур-ния взаимодействующих полей. На этом пути были получены первые оценки константы связи  $g$  мезон-нуклонного взаимодействия:  $g^2 \approx 14$ . Практически единственный метод решения ур-ний взаимодействующих полей — возмущенной теория, к-рая, очевидно, не применима в данном случае ( $g^2 \gg 1$ ). Поэтому результаты квантовой теории полей в применении к С. в. имеют лишь эвристич. ценность. Вместе с тем необходимо отметить, что эта теория дала качественное, а иногда и количеств. предсказание большей части явлений, связанных с взаимодействием мезонов и нуклонов (см. *Пи-мезоны*). Важную роль при этом сыграла идея Х. Юкавы (1935 г.), согласно к-рой нуклон, подобно электрически заряженной частице (и независимо от наличия у нуклона электрич. заряда), создает вокруг себя особое поле сил. Кванты этого поля —  $\pi$ -мезоны — осуществляют взаимодействие нуклонов между собой. Ур-ние для стационарного мезонного поля вокруг фиксированного точечного нуклона имеет вид

$$\Delta\phi - \mu^2\phi = 4\pi g\delta(r),$$

где  $\mu$  — масса  $\pi$ -мезона,  $\delta(r)$  — дираковская  $\delta$ -функция, описывающая пространств. локализацию нуклона, а  $g$  — константа взаимодействия, аналогичная заряду электрона в электродинамике. Решением этого ур-ния является  $\phi$ -ция  $\phi = -g \exp(-\mu r)/r$ , к-рая для мезонов с нулевой массой покоя переходила бы в кулоновский потенциал  $-g/r$ . Подобно тому как частица с электрич. зарядом  $e$  в поле электрич. потенциала  $\phi_{эл}$  обладает энергией  $e\phi_{эл}$ , так и здесь нуклон, помещенный в поле  $\phi$  другого нуклона, обладает энергией  $u = g\phi$ . Это и есть энергия взаимодействия двух нуклонов, обусловленная их С. в. Наличие у мезонов массы покоя  $\sim 273$  электронных масс обеспечивает малый радиус взаимодействия  $\sim 1/\mu$  ( $\sim 10^{-13}$  см). Дальнейшее развитие этих представлений дает качеств. объяснение свойств ядерных сил. Мезонное поле вокруг нуклона приводит к существованию возбужденных состояний нуклона — т. н. изобар (к-рые впоследствии были обнаружены экспериментально, см. *Пи-мезоны*). Оно дает также качеств. картину для понимания аномальных магнитных моментов нуклонов, обусловленных токами заряженных  $\pi$ -мезонов. Однако стройной динамич. теорией С. в., аналогичной квантовой электродинамике, в наст. время не существует.

Безотносительно к существованию динамич. теорией, в С. в. справедлив ряд принципов инвариантности и симметрий. Экспериментально установлено, что С. в. инвариантны относительно зарядового сопряжения  $C$ , обращения времени  $T$ , пространств. инверсии  $P$ . С. в. обладают также специфическими симметриями: изотопич. инвариантностью (см. *Изотопический спин*) и симметрией по отношению к фазовому преобразованию, приводящей к новой сохраняющейся величине — странности. Первая из этих симметрий нарушается электромагнитными и слабыми взаимодействиями, вторая — только слабыми взаимодействиями. Поскольку эти взаимодействия намного слабее С. в., соотношения и запреты для С. в., вытекающие из приведенных симметрий, выполняются с очень боль-

шой степенью точности ( $\sim 1\%$  для изотопич. инвариантности и  $\sim 10^{-4}\%$  для сохранения странности). Изотопич. инвариантность С. в. приводит к тому, что частицы, характеризующиеся данным значением изотопич. спина  $T$  (и, конечно, обычного спина), имеют одинаковые массы (в пределах указанной точности) независимо от знака электрич. заряда; подобные частицы (полное их число равно  $2T + 1$ ) образуют т. н. изотопич. мультиплет. Изотопич. инвариантность предсказывает также определенные соотношения между сечениями процессов с участием частиц, принадлежащих одному изотопич. мультиплету. Изотопич. инвариантность в комбинации с инвариантностью относительного зарядового сопряжения приводит к возможности введения удобной сохраняющейся характеристики сильнодействующих частиц —  $G$ -четности (см. *Четность состояний*). Из сохранения  $G$ -четности следует ряд интересных правил отбора, напр. запрещенные реакции  $\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \pi + \pi$  и т. д. Сохранение величины странности  $S$  накладывает определенные ограничения на возможные каналы реакций, вызываемых С. в.

Изотопич. инвариантность и сохранение странности являются проявлением более широкой симметрии С. в. — т. н. унитарной симметрии. Унитарная симметрия отражает наличие общих свойств у частиц, обладающих разными  $T$  и  $S$  (но одинаковым обычным спином), и играет важную роль в деле систематизи элементарных частиц и в особенности т. н. резонансов (см. *Резонансные состояния элементарных частиц*). На основе унитарной симметрии оказывается возможным объединять частицы, принадлежащие отдельным изотопич. мультиплетам с разными значениями  $S$  в один супермультиплет. Примерами таких супермультиплетов могут служить мезоны  $\pi$ ,  $K$ ,  $\eta$ , барионы  $p$ ,  $r$ ,  $\Sigma$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ . Количество частиц, входящих в супермультиплет, и закон, по к-рому меняются  $T$  и  $S$  внутри супермультиплета, даются унитарной симметрией. Т. о., если в супермультиплете оказываются незаполненные места, появляется возможность предсказывать свойства частиц, отвечающих этим вакансиям. При строгом выполнении унитарной симметрии массы частиц, входящих в данный супермультиплет, должны быть одинаковыми. Однако унитарная симметрия не является столь же точной симметрией, как изотопич. инвариантность и сохранение странности; она нарушается самими С. в. Нарушение приводит к различию в массах частиц, принадлежащих одному супермультиплету, и искажает соотношения между сечениями процессов, к-рые можно получить на основе унитарной симметрии. Поскольку, однако, установлен вид взаимодействия, нарушающего унитарную симметрию, оказывается возможным указать закон расщепления масс внутри супермультиплетов и характер изменения первоначальных соотношений между сечениями. Так была правильно предсказана масса  $\Omega$ -гиперона. Соотношения между сечениями, следующие из нарушенной унитарной симметрии, также находятся в согласии с экспериментом, хотя точность здесь пока невелика. Т. о., несмотря на нарушение унитарной симметрии, знание характера нарушения дает возможность проследить ее экспериментальные проявления и делает унитарную симметрию важным инструментом описания С. в.

Принципы инвариантности и симметрии, позволяющие установить правила отбора в процессах с участием сильнодействующих частиц, дают возможность приписать как самим элементарным частицам, так и множеству резонансов ряд квантовых чисел, т. е. систематизировать их. Большое количество таких частиц наводит на мысль о том, что нек-рые из них могут быть составными. В рамках квантовой теории поля только истинно элементарным частицам сле-

дует приписывать свои поля, остальные частицы должны получаться как результат взаимодействия. Примером такого подхода может служить модель Сакаваты, в  $k$ -рой элементарными считаются  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$  и соответствующие им античастицы  $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$ ,  $\bar{\Lambda}$ , а все остальные частицы «составляются» из них (так,  $\pi^+$ -мезон — связанное состояние  $p\bar{n}$ ,  $K^+$ -мезон —  $p\bar{\Lambda}$  и т. д.).

Принципы симметрии, в частности унитарной симметрии, сами по себе не решают вопроса о справедливости той или иной модели и, следовательно, вопроса о том, какие из частиц истинно элементарны, а какие составные. Решение этого вопроса может быть дано только на основе разработки полной динамики теории поля. (Подробнее см. *Элементарные частицы*).

**Методы дисперсионных соотношений в теории С. в.** Основные положения. Попыткой обойти вопрос об элементарности частиц и избежать проблемы перенормировок, возникающей при квантово-полевом подходе (см. *Перенормировка заряда, массы*), является метод *дисперсионных соотношений*. Основатели метода — М. Гольдбергер и Н. Н. Боголюбов. В методе дисперсионных соотношений основные величины — не поля, а амплитуды переходов, характеризующие рассматриваемые процессы, т. е. величины, тесно связанные с наблюдаемыми в экспериментах. Этот метод представляет практич. реализацию программы В. Гейзенберга (1943 г.), согласно  $k$ -рой теория должна строиться без участия величин, описывающих пространственно-временную локализацию полей (напр.,  $\psi$ -операторов поля), а непосредственно для амплитуд перехода — элементов  $S$ -матрицы (см. *Матрица рассеяния*) на основе общих принципов: лоренц-инвариантности, локальности и унитарности. Эти принципы и требования перенормирования теории в квантовой теории поля приводят к единственно возможному лагранжиану взаимодействия  $\pi$ -мезонов и нуклонов:

$$L_{\text{вз}} = \sqrt{4\pi g} \psi(x) \gamma_5 \tau_p \psi(x) \varphi_p(x) + h(\varphi_p(x) \varphi_p(x))^2 \quad (1)$$

( $\psi(x)$  и  $\varphi_p(x)$  — операторы, соответственно, нуклонного и мезонного полей,  $\tau_p$  — оператор изоспина,  $\rho = 1, 2, 3$ ,  $\gamma_5$  — Дирака матрица; по дважды встречающимся индексам производится суммирование),  $k$ -рый правильно учитывает принципы инвариантности и симметрии. Здесь  $g$  и  $h$  — две произвольные константы связи. Можно ожидать, что и в нелагранжевой формулировке теории — дисперсионном подходе — фундамент. принципы приведут к столь же однозначной схеме.

Условие локальности теории означает справедливость требования *микрочинности*,  $k$ -рое на языке операторов  $\chi_i(x)$  квантовых полей имеет вид

$$[\chi_1(x_1), \chi_2(x_2)] = 0, \text{ если } (x_1 - x_2)^2 < 0 \quad (2)$$

(т. е. если точки  $x_1$  и  $x_2$  не могут быть связаны световым сигналом). Условие микрочинности может оказаться и несправедливым на расстояниях  $< 10^{-13}$  см, однако в дисперсионном подходе оно рассматривается как строгое требование. Условие (2) приводит к тому, что амплитуда мезон-нуклонного рассеяния  $A$  на нулевой угол является *аналитической функцией* энергии  $E$  в лабораторной системе координат. Ее аналитич. свойства выражаются с помощью теоремы Коши в виде равенства

$$\text{Re } A(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im } A(E')}{E' - E} dE', \quad (3)$$

$k$ -рое и наз. дисперсионным соотношением. В (3) предполагается, что  $|A(E)| \rightarrow 0$  при  $|E| \rightarrow \infty$  и  $\text{Im } E \neq 0$  (см. ниже). Соотношение (3) связывает действительную и мнимую части амплитуды рассеяния

на нулевой угол и является одним из динамич. ур-ний дисперсионного подхода.

Второе динамич. ур-ние — выражение для  $\text{Im } A(E)$ , или условие унитарности,  $k$ -рое отражает тот простой факт, что вероятность перехода из данного начального состояния  $i$  во все конечные состояния  $f$  равна единице. Оно обеспечивает ортонормированность состояний в процессе взаимодействия. В терминах  $T$ -матрицы, квадрат модуля  $k$ -рой определяет дифференциальное сечение процесса и  $k$ -рая связана с  $S$ -матрицей соотношением  $S = 1 + iT$ , условие унитарности имеет вид

$$\text{Im} \langle f | T | i \rangle = \frac{(2\pi)^4}{2} \sum_n \langle f | T^+ | n \rangle \langle n | T | i \rangle \delta^4(p_i - p_n), \quad (4)$$

где  $p_i, p_n$  — 4-импульсы частицы в начальном и промежуточных состояниях, а  $|n\rangle$  обозначает совокупность всех состояний, в  $k$ -рые возможен переход из начального и конечного состояний, согласно законам сохранения и отбора правилам. В случае простого рассеяния двух бесспиновых частиц лоренц-инвариантная амплитуда  $A$  задается выражением

$$\langle f | T | i \rangle = (16p_1^0 p_2^0 p_3^0 p_4^0)^{-1/2} A((p_1 + p_2)^2, (p_1 - p_3)^2),$$

где  $p_j^0$  — энергия частиц в начальном ( $j = 1, 2$ ) и конечном ( $j = 3, 4$ ) состояниях.

Условие унитарности (4) связывает антиэрмитову часть амплитуды рассеяния с амплитудами всех др. процессов, в т. ч. и неупругих. Так, в случае  $\pi N$ -рассеяния среди  $|n\rangle$  будут состояния  $|N\rangle, |N, \pi\rangle, |N, 2\pi\rangle$  и т. д. Условие унитарности имеет наиболее простой вид для рассеяния вперед; в этом случае

$$\text{Im } A(E) = 4q\sigma_{\text{полн}}(E), \quad (5)$$

где  $q$  и  $E$  — импульс и полная энергия в системе центра инерции, а  $\sigma_{\text{полн}}(E)$  — полное сечение. Соотношение (5) наз. *оптической теоремой*.

Вклад от однонуклонного состояния  $|N\rangle$  в  $\text{Im } A(E)$ , согласно (4), имеет вид

$$\frac{g^2}{2M} \delta\left(E + \frac{\mu^2}{2M}\right) \quad (6)$$

( $M, \mu$  — массы нуклона и  $\pi$ -мезона,  $g$  — т. н. перенормированная константа связи); он связан со значением амплитуды  $A_{\pi N \rightarrow N}$  в точке  $E = -\mu^2/2M$ . Закон сохранения энергии-импульса приводит к тому, что импульс мезона будет мнимым, а его полная энергия  $< \mu$ . В ур-нии (3) однонуклонный член условия унитарности (6) приводит к полному члену амплитуды рассеяния  $A(E)$ :

$$-\frac{g^2}{2M} \frac{1}{E + \mu^2/2M}, \quad (7)$$

$k$ -рый соответствует диаграмме Фейнмана на рис. 1 (см. *Фейнмана диаграммы*). Наличие полюса является проявлением общего правила: амплитуда реакции имеет полюс, если процесс может идти через одночастичное промежуточное состояние.

Вычет в полюсе определяется произведением перенормированных констант взаимодействия частиц начального и конечного состояний с частицей промежуточного состояния, а положение его зависит от массы частицы этого промежуточного состояния. Энергетич. зависимость вычета характеризует спин и четность частиц, поскольку они определяют вид  $\phi$ -ций в вершинах полюсной диаграммы (рис. 1).

Т. о., полюса амплитуды играют в дисперсионном подходе роль, аналогичную лагранжиану взаимодействия в квантовой теории поля, с тем отличием, что вычет в них связан с наблюдаемой, т. е. перенормированной (а не затравочной) константой связи. Поэтому в дальнейшем в теории фигурирует величина, допу-

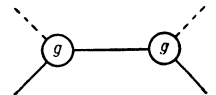


Рис. 1.

скающая ее экспериментальное измерение, т. е. имеющая полный физ. смысл величины. Отсюда ясно, что только в дисперсионном подходе константа связи получает четкое физ. определение. Известное теперь ее значение и было определено в результате сопоставления дисперсионных соотношений с данными опытов (см. ниже, а также *Пи-мезоны*).

Условие унитарности (4) позволяет определить  $\text{Im}A(E)$  лишь для положит. энергий. В области отрицат. энергий  $\text{Im}A(E)$

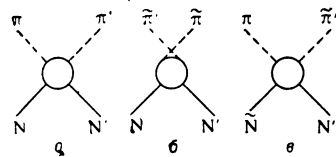


Рис. 2.

вычисляется с помощью соотношений перекрестной симметрии. Соотношения перекрестной симметрии типичны для квантово-полевого рассмотрения, в к-ром одна и та же внешняя линия диаграммы Фейнмана может изображать как падающую частицу с импульсом  $p$ , так и уходящую античастицу с импульсом  $-p$ . Поэтому процессы а)  $\pi + N \rightarrow \pi' + N'$  и б)  $\bar{\pi}' + N \rightarrow \bar{\pi} + N'$  (рис. 2) связаны между собой. Амплитуды этих двух процессов являются граничными значениями одной и той же аналитич. ф-ции в различных областях изменения кинематич. переменных. Наиболее простой вид соотношение перекрестной симметрии имеет для случая одной переменной (рассеяние вперед). Для процесса  $\pi^0 + p \rightarrow \pi^0 + p$  оно сводится к равенству.

$$\text{Im}A(E) = -\text{Im}A(-E), \quad (8)$$

т. к. частица  $\pi^0$  и античастица  $\pi^0$  совпадают. В процессах с участием заряженных мезонов равенство (8) имеет более сложный вид, ибо античастицей для  $\pi^+$ -мезонов являются  $\pi^-$ -мезоны. Простыми свойствами перекрестной симметрии типа равенства (8) будут обладать комбинации амплитуд  $\pi^\pm p$ -рассеяния. Конкретный вид их зависит от обычных и изотопич. спинов сталкивающихся частиц.

Строгие результаты в методе дисперсионных соотношений. Соотношения унитарности и перекрестной симметрии и дисперсионное соотношение (3) составляют основу для приложений метода дисперсионных соотношений. Поэтому важно указать те результаты, к-рые строго доказаны в этой области. Для этого удобно ввести вместо энергии  $E$  и угла рассеяния  $\theta_L$  в лабораторной системе новые переменные. Ими являются след. инварианты (рис. 3):

$$s = (p_1 + q_1)^2; \quad u = (p_1 + q_2)^2; \quad t = (p_1 + p_2)^2. \quad (9)$$

В случае  $\pi N$ -взаимодействия  $p_{1,2}$  и  $q_{1,2}$  — импульсы нуклонов и мезонов, если все частицы считать входящими. Тогда закон сохранения энергии-импульса имеет вид

$$p_1 + q_1 + p_2 + q_2 = 0, \quad (10)$$

а уходящим частицам приписаны импульсы  $-p_2, -q_2$ . Из (9) и (10) следует, что  $s + u + t = \sum_{i=1}^4 m_i^2$ ,

т. е. амплитуда рассеяния есть ф-ция двух независимых переменных, напр.  $s$  и  $t$ . Величина  $s$  связана с  $E$  для  $\pi N$ -рассеяния соотношением  $s = M^2 + \mu^2 + 2ME$ , а в системе центра масс:

$$t = -2q^2(1 - \cos \theta), \quad (11)$$

$$q^2 = [s - (M + \mu)^2][s - (M - \mu)^2]/4s$$

(в этом случае  $s$  — квадрат полной энергии,  $t$  — квадрат передаваемого 4-импульса).

В терминах переменных  $s, t$  дисперсионное соотношение (3) имеет вид

$$\text{Re}A(s, 0) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im}A(s', 0)}{s' - s} ds'.$$

Естественным обобщением (3) является соотношение

$$\text{Re}A(s, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im}A(s', t)}{s' - s} ds', \quad (12)$$

где  $t$  — фиксировано. Строго доказана аналитичность амплитуды рассеяния в комплексной плоскости  $s$  с полюсами и разрезами (рис. 4) для области изменения  $t$ :

$$-\frac{32}{3} \mu^2 \frac{2M + \mu}{2M - \mu} < t < 0.$$

Подынтегральная ф-ция в (12) при фиксированном  $t$  предполагает знание амплитуды  $A(s', t)$  в нефизич. области переменной

$z = \cos \theta < -1$ , что следует из (11) при достаточном малых значениях  $q$ . Доказано, что  $A(s, t)$  аналитична по  $z$  при фиксированном  $s$  внутри эллипса (эллипс Лемана) с фокусами в точках  $\pm 1$  и главной полуосью

$$z_0 = \{1 + 2\mu^2(2M + \mu)/q^2 [s - (M - 2\mu)^2]\}^{1/2}. \quad (13)$$

С ростом  $q^2$  эллипс Лемана сжимается, что соответствует необходимости учета все большего числа парциальных волн для описания рассеяния. Аналитич. свойства амплитуд перехода могут быть доказаны и для ряда неупругих процессов, напр. для  $\gamma + N \rightarrow \pi + N$ . Для нуклон-нуклонного рассеяния дисперсионные соотношения доказаны при условии, что  $M/\mu < 1 + \sqrt{2}$  (фактически же  $M/\mu = 6,72$ ).

Аналитич. свойства амплитуды  $\pi N$ -рассеяния позволяют установить для  $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед дисперсионные соотношения, к-рые имеют вид

$$\text{Re} \frac{A_+(E) \pm A_-(E)}{2} = \frac{g^2 \mu^2}{4M^2} \left\{ \frac{1}{-\mu^2/2M - E} \pm \frac{1}{-\mu^2/2M + E} \right\} + \frac{1}{\pi} P \int_{\mu}^{\infty} \text{Im} \frac{A_-(E') \pm A_+(E')}{2} \times \left\{ \frac{1}{E' - E} \pm \frac{1}{E' + E} \right\} dE' \quad (14)$$

( $P$  означает, что интеграл берется в смысле главного значения). Оптич. теорема (5) выражает  $\text{Im}A_{\pm}(E)$  через полные сечения, а сумма  $|\text{Re}A_{\pm}(E)|^2 + |\text{Im}A_{\pm}(E)|^2$  пропорциональна дифференциальному сечению. Т. о., соотношения (14) допускают прямую экспериментальную проверку. Определенная на их основе константа взаимодействия оказалась равной  $g^2 = 14-15$ . К сожалению, в силу интегрального характера, соотношения (14) мало пригодны для проверки фундам. принципов, использованных при их выводе. Напр., в области малых энергий до  $\sim 300 \text{ Мэв}$   $\pi N$ -рассеяние определяется в основном одним резонансом (см. *Пи-мезоны*), к-рый приводит к характерной знакопеременной зависимости  $\text{Re}A_{\pm}$  от энергии. Резонансное рассеяние удовлетворяет дисперсионным соотношениям (14), и обнаружение малых отклонений от них в этом случае экспериментально крайне затруднительно.

Если допустить, что при больших энергиях полные и дифференциальные сечения — монотонные ф-ции,

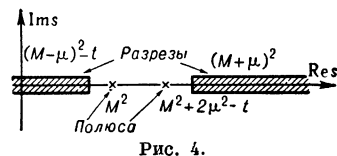


Рис. 4.

то предположения, ведущие к дисперсионным соотношениям (14), приводят также к равенствам

$$\sigma_{\text{полн}}^{\pi^+\rho}(\infty) = \sigma_{\text{полн}}^{\pi^-\rho}(\infty) \quad (15)$$

(Померанчука теорема) и

$$\frac{d\sigma_{\pi^+\rho}(\infty)}{dt} = \frac{d\sigma_{\pi^-\rho}(\infty)}{dt} \quad (16)$$

(см. [6]). Равенства (15), (16) справедливы не только для  $\pi N$ -рассеяния, но и вообще для рассеяния частиц и античастиц на частицах. Экспериментальная проверка этих соотношений может помочь выяснению поведения амплитуд процессов при больших энергиях. Однако не ясно, какие энергии следует считать достаточными для их справедливости (см. *Редже метод* и [7]). Перечисленные результаты (14), (15), (16) — те из немногих строгих выводов дисперсионного подхода, к-рые доступны для прямой эксперимент. проверки.

Феноменологические выводы. Дисперсионный подход позволяет также сформулировать ряд приближенных методов, крайне важных для приложений теории. Напр., в статич. пределе (пренебрегается отдачей нуклона и рождением нуклон-антинуклонных пар в процессе взаимодействия) из (14) следует  $\phi$ -ла для резонансной фазы  $a_{33}$   $\pi N$ -рассеяния [см. *Пи-мезоны*,  $\phi$ -ла (8)], к-рая хорошо согласуется с экспериментом.

Предположение о наличии у амплитуды перехода одночастичных полюсов играет важную роль в приложениях. Полюса амплитуды дают в сечениях характерные кинематич. зависимости, для описания которых интерполирующие  $\phi$ -ции также должны содержать полюса, расположенные вне интервалов интерполяции — физ. интервалов углов рассеяния и импульсов частиц. Учет в интерполирующих  $\phi$ -циях, помимо одночастичных полюсов, других особенностей амплитуд переходов позволяет сформулировать процедуру их экстраполяции за границы физ. областей. Простейшая из них состоит в определении константы  $\pi N$ -взаимодействия  $g$  из опытов по нуклон-нуклонному рассеянию. Амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния связана соотношением перекрестной симметрии с амплитудой нуклон-антинуклонного рассеяния, для к-рого 1-м промежуточным состоянием является  $\pi$ -мезон, а вершина  $N + \tilde{N} \rightarrow \pi$  определяет константу взаимодействия  $g$ . Диаграмма *b* на рис. 5 соответствует члену

$$g^2/(\mu^2 - t) \quad (17)$$

в амплитуде  $N\tilde{N}$ -рассеяния, где  $t = (p_N + p_{\tilde{N}})^2$  — квадрат полной энергии этого процесса в системе центра масс (или квадрат передачи импульса процесса  $NN$ -рассеяния в его системе центра масс). С точки зрения процесса  $NN$ -рассеяния (диаграмма *a* на рис. 5), полюс по переменной  $t$  приводит к полюсу по  $\cos\phi$  при  $\cos\phi_0 = 1 + \mu^2/2q^2$ , т. е. к выражению

$$g^2/[\mu^2 + 2q^2(1 - \cos\phi)]. \quad (18)$$

Экстраполируя дифференциальное сечение  $NN$ -рассеяния в точку  $\cos\phi_0$ , расположенную за пределами физ. области  $-1 \leq \cos\phi \leq +1$ , можно определить величину  $g$ , к-рая оказывается такой же, как для  $\pi N$ -рассеяния и фоторождения  $\pi$ -мезонов на нуклонах. Совпадение результатов неск. независимых способов определения величины константы связи  $g$  — несом-

ненный успех теории и свидетельствует о согласованности применяемых методов.

Экстраполяционные процедуры аналогичного типа можно применять и в более сложных случаях, напр. для реакции  $\pi + N \rightarrow 2\pi + N$ . Полюсная диаграмма этого процесса изображена на рис. 6; полюсный член имеет вид

$$gF[(p_1 - p_3)^2, (p_2 + p_3)^2]/(\mu^2 - t). \quad (19)$$

$\phi$ -ция  $F$  соответствует верхней части диаграммы, а  $|F|^2$  связан с сечением процесса  $\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi$ . Полученные на основе (19) результаты указывают на наличие резонансов в  $\pi$ -системе (см. *Пи-мезоны*). Область, в к-рой полюсные члены являются доминирующими, конечно, ограничена. Так, полюс диаграммы рис. 6 расположен в нефизич. области  $t > 0$ , тогда как в эксперименте  $t < 0$ . Поэтому только вблизи полюса (малые передачи импульса) можно надеяться, что промежуточные состояния с неск. частицами играют малую роль. Т. к. радиус взаимодействия определяется величиной  $1/m$  ( $m$  — масса покоя промежуточного состояния), то полюсные члены могут приблизительно описывать процессы взаимодействия лишь на больших расстояниях, т. е. в «периферических» областях.

Расстояние амплитуды как аналитич.  $\phi$ -ции от энергии позволяет понять природу резких изменений хода сечений с энергией — т. н. «каспов». Если для процесса  $A + B \rightarrow C + D$  при нек-рой энергии существует возможность рождения двух частиц, по крайней мере одна из к-рых отлична от  $C, D$ , то в сечении исходного процесса наблюдаются изломы. В качестве примера можно привести процессы

$$\pi^-, p \begin{cases} \rightarrow \Lambda^0, K^0 - \text{порог } 767 \text{ Мэв} \\ \rightarrow \Sigma^0, K^0 - \text{порог } 899 \text{ Мэв} \end{cases} \text{ в лабораторной системе } \pi^-p.$$

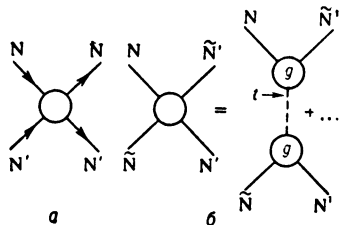
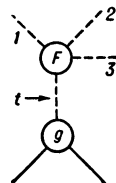
Возникновение нового канала ( $\Sigma^0, K^0$ ) приводит к тому, что в условии унитарности (4) появляется дополнит. член ( $|n\rangle = |\Sigma^0, K^0\rangle$ ). Из оптич. теоремы следует, что мнимая часть амплитуды выше порога имеет вид  $\text{const} \cdot \sqrt{E - E_{\text{пор}}}$ ; поэтому этот член в действительную часть амплитуды [согласно (3)] дает ниже порога вклад корневого типа  $\sqrt{E_{\text{пор}} - E}$ . В результате в сечении основного канала наблюдается немонотонность, связанная с бесконечной величиной производной по энергии от квадратного корня на пороге новой реакции. Указанная немонотонность начинает проявляться ниже порога нового процесса. Экспериментально по наблюдению формы «каспов» может, напр., определяться относит. четность частиц, вызвавших этот «касп». Впервые «каспы» наблюдались в ядерных реакциях.

Динамич. приложения метода дисперсионных соотношений целиком основаны на не доказанных положениях. Поскольку сведения об аналитич. свойствах амплитуд рассеяния, полученные на основе общих принципов, весьма скудны, обычно обращаются к теории возмущений. В рамках теории возмущений можно показать, что для случаев  $\pi\pi$ -,  $\pi N$ - и  $NN$ -рассеяния ряд первых диаграмм амплитуды рассеяния как  $\phi$ -ции двух комплексных переменных обладает простыми аналитич. свойствами, к-рые приводят к спектральным представлениям Манделстама.

Спектральные представления отражают тот факт, что амплитуды переходов трех процессов

$$\begin{array}{ll} \text{I } A + B \rightarrow C + D & s - \text{энергия, } u, t - \text{передачи импульсов} \\ \text{II } A + \tilde{D} \rightarrow C + \tilde{B} & u - \text{ » , } s, t - \text{ то же} \\ \text{III } A + \tilde{C} \rightarrow \tilde{B} + D & t - \text{ » , } s, u - \text{ » } \end{array}$$

являются граничными значениями единой аналитич.  $\phi$ -ции.



Для случая  $\pi N$ -взаимодействия (рис. 2) процессы I и II — прямой и перекрестный процессы  $\pi N$ -рассеяния, а процесс III — реакция, обратная аннигиляции  $N, \bar{N} \rightarrow \pi, \pi$ . Физ. области этих процессов (действит. импульсы частиц и углы рассеяния) на плоскости  $s, u$  представлены неперекрывающимися областями I, II, III, соответственно (рис. 7). Спектральное представление Манделштама имеет вид

$$A(s, u, t) = g^2 \left[ \frac{1}{M^2 - s} + \frac{1}{M^2 - u} \right] + \frac{1}{\pi^2} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} ds' \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} du' \frac{A_{I2}(s', u')}{(s'-s)(u'-u)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} ds' \int_{(2\mu)^2}^{\infty} dt' \frac{A_{I3}(s', t')}{(s'-s)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} du' \int_{(2\mu)^2}^{\infty} dt' \frac{A_{23}(u', t')}{(u'-u)(t'-t)}. \quad (20)$$

Из (20) следуют дисперсионные соотношения по  $s$  при фиксированном  $t$ . Тогда, напр., для  $\text{Im } A(s, t)$  в области реакции I будем иметь

$$\text{Im } A_I(s, t) = \frac{1}{\pi} \int dt' \frac{A_{I3}(s, t')}{t'-t} + \frac{1}{\pi} \int du' \frac{A_{I2}(s, u')}{u'-u}, \quad (21)$$

откуда следует, что  $\text{Im } A_I(s, t)$  — аналитич. ф-ция  $t$  при фиксированном  $s$  и спектральные ф-ции  $A_{ij}(s, t')$ , ... — скачки мнимых частей на разрезах.

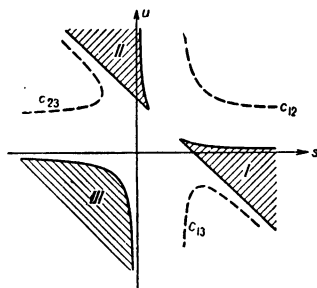


Рис. 7.

$A(s, u, t)$ , заданной представлением (20), по переменной  $t$  значительно шире эллипса Лемана (13), установленного на основе общих принципов. Другая особенность двойного спектрального представления (20) — наличие большой нефизич. области  $(2\mu)^2 < t < (2M)^2$  процесса  $\pi + \pi \rightarrow N + \bar{N}$ , к-рый идет, начиная с  $t \geq (2M)^2$ . В нефизич. области ф-цию  $\text{Im } A_{III}(s, u, t)$  нужно рассматривать как аналитич. продолжение из физ. области.

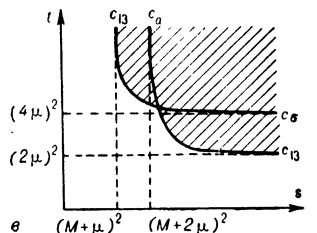
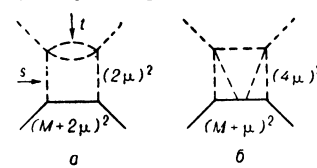


Рис. 8.

Двойное дисперсионное представление (20) не доказано даже для любого члена ряда теории возмущений таких процессов, как  $\pi\pi$ ,  $\pi N$ ,  $NN$ -рассеяние. Существуют процессы ( $\Sigma\Sigma$ -рассеяние, напр.), для к-рых оно несправедливо даже в низших порядках теории возмущений. Тем не менее, двойное дисперсионное представление позволило провести ряд динамич. расчетов на основе аналитичности (причинности) и унитарности. Условие унитарности связывает данный процесс, напр.  $\pi N$ -рассеяние, со многими многочастичными:  $\pi + N \rightarrow 2\pi + N$  и т. д. Однако многочастичные амплитуды отличны от нуля только выше

своих порогов. Они дают вклад в амплитуду  $A(s, u, t)$

вида  $\int_{(M+2\mu)^2}^{\infty} ds' \frac{\text{Im } A_I(s', t)}{s'-s}$ , который в области  $s < (M+2\mu)^2$  можно аппроксимировать полюсом  $a/(s_0 - s)$ . Т. о., в теорию войдут феноменологич. параметры  $(a, s_0)$ , не имеющие четкого смысла параметров одночастичных полюсов. После таких приближений дисперсионные соотношения свяжут действительную и мнимую части амплитуды упругого рассеяния  $A(s, u, t)$ . Двухчастичное условие унитарности выразит мнимую часть  $A(s, u, t)$  через саму амплитуду, так что в результате получится приближенная система ур-ний для  $A(s, u, t)$ , к-рую принято называть динамич. системой ур-ний. Наиболее просто она записывается в терминах парциальных волн  $A^{(i)}$  (см. *Рассеяния теория*), где индекс  $(i)$  включает, помимо орбитального момента  $l$ , другие квантовые числа, напр. изотопич. спин. В этом случае ур-ния для различных процессов рассеяния весьма сходны по форме. Их простейший вариант — ур-ния для  $\pi\pi$ -рассеяния — имеет вид

$$\text{Re } A^{(i)}(s) = A_0^{(i)} + \frac{1}{\pi} P \int \left( \frac{\text{Im } A^{(i)}(s')}{s'-s} + \frac{\sum A^{ii'} \text{Im } A^{(i')}(s')}{s'+s} \right) ds'. \quad (22)$$

Здесь  $A^{ii'}$  — матрица перекрестной симметрии,  $A_0^{(i)}$  зависит от феноменологич. параметров.

Решения динамич. систем ур-ний неоднозначны даже в простейшем случае. Конкретный пример  $\pi\pi$ -рассеяния содержит важный результат: система (22) допускает резонансное решение в состоянии  $I = J = 1$  ( $I, J$  — полные изотопич. спин и момент системы). Степень неоднозначности состоит в том, что число резонансов, их положения и ширины остаются произвольными. Поэтому динамич. подход позволил получить ряд ф-л, полезных для анализа эксперимент. данных, однако входящие в них параметры не выражаются через фундаментальные — массы частиц и константы связи. Такое положение не удивительно, ибо даже полюсные члены в дисперсионных соотношениях для  $\pi N$ -рассеяния (14) можно получить при различных лагранжианах взаимодействия.

Важность решений динамич. систем ур-ний для анализа эксперимент. данных можно продемонстрировать на проблеме электромагнитной структуры нуклона, сведения о к-рой получаются из рассеяния электронов высокой энергии на нуклонах. Теоретич. анализ эксперимента проводится на основе низшего (по электромагнитной константе взаимодействия) порядка теории возмущений. Вершина  $NN \rightarrow \gamma$  (рис. 9) характеризуется четырьмя скалярными ф-циями — *форм-факторами*. Число их определяется спиновой и зарядовой переменными, к-рые задают состояние нуклона. Форм-факторы описывают пространств. распределение заряда и магнитного момента (т. е. токов) нуклона. Условие унитарности в двухчастичном приближении связывает разность форм-факторов нейтрона и протона с амплитудой нуклон-антинуклонной аннигиляции  $N + \bar{N} \rightarrow 2\pi$  и электромагнитным форм-фактором  $\pi$ -мезона (рис. 10, а). Последний зависит от фазы  $\pi$ -рассеяния с  $I = J = 1$ , а, как следует из (20), процесс  $\pi + \pi \rightarrow N + \bar{N}$  связан с процессом  $\pi N$ -рассеяния (рис. 2). Окончат. ф-лы для разности форм-факторов нейтрона и протона содержат параметры  $\pi\pi$ - и  $\pi N$ -взаимодействий. Эксперимент. данные уда-

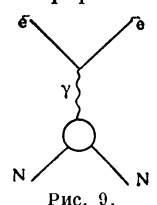


Рис. 9.



лось интерпретировать в первом приближении при предположении о существовании лл-резонанса в состоянии с  $I = J = 1$ , к-рый был впоследствии обнаружен и в др. экспериментах и получил назв.  $\rho$ -мезона; при более детальном сопоставлении теории с экспериментом оказывается необходимым привлечь данные и о резонансах в системе из 3л-мезонов.

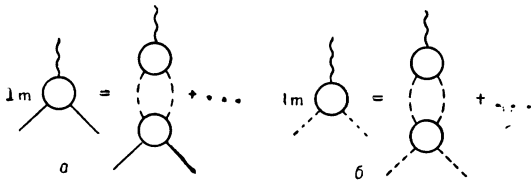


Рис. 10.

На примере электромагнитной структуры нуклона хорошо видна практически важная сторона дисперсионного подхода, к-рый позволяет связать, казалось бы, различные процессы между сильновзаимодействующими частицами. С принципиальной точки зрения, результаты, достигнутые с помощью динамич. ур-ний дисперсионного подхода, нельзя считать удовлетворительными из-за их неоднозначности. Однако до сих пор многочастичные процессы учитывались лишь приближенно, что связано с бедностью информации об их аналитич. свойствах. Поэтому можно ожидать, что изучение аналитич. свойств амплитуд все более сложных процессов позволит получать однозначные выводы или сформулировать физ. критерий их отбора.

Приведенные выше обсуждения опирались на предположение, что при больших энергиях амплитуды процессов стремятся к нулю. Вопрос об асимптотич. поведении амплитуд на бесконечности находится в стадии интенсивного изучения. В этой области нет ни одного строгого результата. Так, если предположить справедливость двойного представления Манделстама, то на амплитуду упругого рассеяния вперед получается след. ограничение:  $|A(s, t)|_{t=0} < s \ln^2 s$ , что, согласно оптич. теореме, дает  $\sigma_{\text{полн}} < \ln^2 s$ .

Эти оценки согласуются с общим утверждением, что в локальных теориях амплитуды процессов являются на бесконечности полиномиально ограниченными ф-циями. Степень полинома  $N$  не определяется общими требованиями. В этом случае в дисперсионном подходе участвует не амплитуда  $A(s, t)$ , а  $A(s, t)/(s - s_1)^N$ , где  $s_1$  — любое фиксированное значение  $s$ . Окончат. ф-лы будут содержать  $N$  дополнит. параметров. Так, напр., ф-ла (3) будет иметь вид

$$\text{Re } A(s) = \sum_{n=0}^{N-1} (s - s_1)^n \frac{A^{(n)}(s_1)}{n!} + \frac{(s - s_1)^N}{\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im } A(s')}{(s' - s_1)^N (s' - s)} ds'$$

Намечается прогресс в понимании асимптотич. поведения процессов на основе изучения аналитич. свойств парциальных амплитуд в комплексной плоскости углового момента  $l$ . Концепция т. н. полюсов Редже (см. Редже метод) позволяет связать асимптотич. поведение амплитуды с такими физ. характеристиками перекрестного процесса, как *связанные состояния* и резонансы. На основе такого подхода можно получить критерии для оценки точности справедливости равенств (14) при больших энергиях.

Т. о., теория С. в. в строгом смысле еще не создана. Описанные выше немногочисленные строгие результаты, а также гипотезы относительно аналитич. свойств

амплитуд реакций составляют основу ряда приемов, позволяющих коррелировать, казалось бы, независимые процессы и даже правильно предсказывать новые явления ( $\rho$ -мезон). Они проясняют также ситуацию с ядерными силами. В области электродинамич. явлений эти приемы приводят к уже установленным результатам, т. е. сводятся к переформулировке квантовой электродинамики. Поэтому можно надеяться, что эти приемы получат обоснование в будущей динамич. теории и войдут в нее составными элементами. Однако построение такой теории С. в., видимо, будет связано с развитием существенно новых идей.

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; 2) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 3) Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. М. Бродского, М., 1960; 4) Берестецкий В. Б., «УФН», 1962, т. 76, вып. 1, с. 25; 5) Пондеранчук И. Я., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 3, с. 725; 6) Логунов А. А. (и др.), Асимптотические соотношения между сечениями в локальной теории поля. Препринт Р-1353, Дубна, 1963; 7) Биргер Н. Г. (и др.), «УФН», 1963, т. 79, вып. 3, с. 523. А. А. Логунов, В. А. Меуцераков.

**СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ** — поля напряженностью  $H > 50$  кэ (условно). «Сверхсильными» в ряде случаев наз. поля с  $H > 500$  кэ. Единого критерия С. м. п. нет; в конкретных случаях он определяется особенностями изучаемого явления и вещества. При изучении магнитных свойств критерием С. м. п. служит сравнимость энергии атомного носителя магнитного момента в поле  $H$  с энергией внутр. взаимодействий (магнитных или электростатических) этих носителей. Типичной энергии магнитных взаимодействий  $\sim 10^{-16}$  эрг соответствует  $H \sim 10^4$  э, электростатич. взаимодействиям —  $H \sim 10^7$  э. При исследовании *гальваномагнитных явлений* критерием С. м. п. служит условие  $r_L \ll l$  ( $r_L$  — радиус кривизны траектории носителей тока в поле  $H$ ,  $l$  — длина их свободного пробега в кристалле, выполняющаяся для различных материалов в широком диапазоне  $H$ . Напр., при комнатной темп-ре для Ge критерий С. м. п. выполняется при  $H > 40$  кэ, а для Si — лишь при  $H > 3 \cdot 10^3$  кэ. Рассмотрение воздействия магнитного поля на энергетич. спектр носителей тока требует своего особого критерия С. м. п. и т. д.

С. м. п. широко применяются для изучения электронных свойств вещества, в частности для исследования гальваномагнитных, термомагнитных, магнитооптич. и резонансных явлений в твердом теле.

В физике магнитных явлений С. м. п. позволяют определять магнитные структуры соединений с неколлинеарным упорядочением спиновых магнитных моментов (см. *Магнитная структура атомная*) и находить пороговые поля, соответствующие изменениям магнитной структуры. Важнейшее значение имеют С. м. п. для изучения плазмы и поляризации ядер, для идентификации частиц (см. *Вильсона камера*, *Пузырьковая камера*), а также в ускорителях заряженных частиц. Намечилось применение С. м. п. для деформации металлов в импульсных полях [3]. Область применения С. м. п. в физике и технике непрерывно расширяется по мере совершенствования методики их получения.

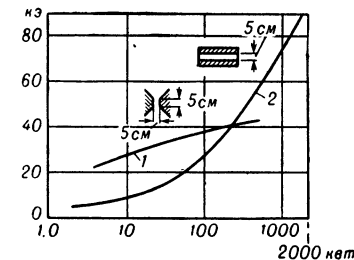


Рис. 1. Зависимость напряженности магнитного поля от потребляемой мощности для электромагнита Ursalla весом 33 т (1) и одного из соленоидов Массачусетского технологич. института (2).

Табл. 1. — Параметры соленоидов постоянного тока.

Название лабораторий	Внутр. диаметр (см)	Наружн. диаметр (см)	Длина соленоида (см)	Потребл. мощность (квт)	Макс. поле (кэ)	Способ охлаждения	Примечание
Массачусетский технологич. ин-т, США	3 3	12 34	7 18	1 700 1 700	40 100	Вода »	} Поле создают 3 концентр. обмотки
Национальная магнитная лаборатория, США	3,8 2,8 3,65	4,0 6,5 7,3	5,1 7,3	1 700 1 880 14 400	85 126 250	» » »	
Исслед. центр в Кливленде, США	4,8	39	24	1 460	100	»	
Университет в Лейдене, Нидерланды	5,0 8,6 8,6	16,6 23,4 23,4	11,9 29 29	960 1 625 2 263	49,6 53,4 60	Ортоди-хлорбензол	
Ин-т железа, стали и др. металлов, Япония	6,8 7,0 6,8	46 38 46	30,6 20,6	3 150 1 300 1 660	120 86 49,5	Вода » »	
Лаборатория низких темп-р во Вроцлаве, Польша	10	30	20	1 500	40	»	
Лос-Аламос, США	6,1		12,6	29 15 25	23 62 80	Жидкий азот Жидкий водород	Форсир. режим
УФТИ, Харьков	2,2	7,0	6,2	6	43	»	Кратковрем.

Для получения магнитных полей до 40 кэ применяют электромагниты с ферромагнитными сердечниками. Однако магнитное насыщение сердечника затрудняет получение С. м. п. и делает выгодными соленоиды без сердечника (табл. 1; рис. 1). В мощных соленоидах постоянного тока без сердечника необходимо применять материалы с малым изменением сопротивления в С. м. п. Для  $H < 100$  кэ обмотку делают из Си, а для больших полей в темп-рном интервале 20—60°K — из Al.

Новый этап в технике получения С. м. п. связан с открытием сверхпроводников, сохраняющих сверхпроводимость в полях большой напряженности (см. *Магниты сверхпроводящие*). Наибольшее применение получили соленоиды, изготовленные из Nb<sub>3</sub>Sn и сплава Nb + 25% Zr. Критич. поля  $H_k$  при 4,2°K у Nb<sub>3</sub>Sn достигают 185 кэ, а у сплавов Nb с Zr близки к 100 кэ. Для V<sub>3</sub>Ga полуэмпирич. оценки  $H_k$  при 0° K приводят к рекордным значениям  $H \sim 500$  кэ. Однако по условиям механич. прочности верхний предел  $H$ , достижимых в сверхпроводящих соленоидах, вероятно, не превысит 200 кэ.

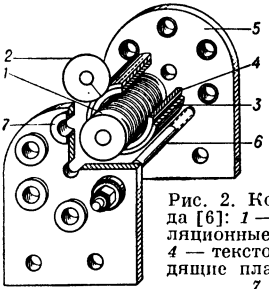


Рис. 2. Конструкция спирального соленоида [6]: 1 — цельноточеная спираль; 2 — изоляционные прокладки; 3 — стальной бандаж; 4 — текстолитовая втулка; 5 — токоподводящие пластины; 6 — стягивающие болты; 7 — изоляционные втулки.

Значительно большие поля могут быть получены импульсным методом. В первых импульс-

ных  $\sigma_r$  и азимутальных  $\sigma_\phi$  напряжений в длинном одновитковом соленоиде с внутр. радиусом  $r_1$  и наружным  $r_2$  описывается выражениями [3]:

$$\sigma_r = \frac{H^2}{8\pi} \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \left(1 - \frac{r_2^2}{r_1^2}\right); \sigma_\phi = \frac{H^2}{8\pi} \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \left(1 + \frac{r_2^2}{r_1^2}\right).$$

Если  $r_2 \gg r_1$ , то на внутр. поверхности витка наблюдаются макс. напряжения  $\sigma_r = \sigma_\phi = H^2/8\pi$ . В табл. 2 для ряда технич. материалов приведены значения предельных  $H_\sigma$ , при к-рых механич. напряжения в соленоиде достигают предела прочности. Возможны измерения и при  $H > H_\sigma$ ; но в этом случае импульсы должны быть столь малой длительности, чтобы поле достигало макс. значения раньше механич. разрушения соленоида. В соленоидах с одним витком и в многвитковых спиральных соленоидах токи протекают преимущественно по скин-слою у внутр. поверхности (см. *Скин-эффект*).



Рис. 3. Конструкция одновиткового соленоида [9]. Внутр. диаметр 3 см, макс. поле 600 кэ.

В этом слое выделяется значит. энергия, вызывая перегрев обмотки. Считая нагрев адиабатическим, можно вычислить  $H_T$ , вызывающие нагрев обмотки соленоида до ее  $T_{пл}$ . Результаты таких расчетов для сплошного одновиткового цилиндра приведены в табл. 2. В спиральных многвитковых соленоидах глубина проникновения магнитного потока в обмотку больше, чем в одновитковых, что приводит к значит. увеличению  $H_T$ . Поэтому основная причина разрушения таких соленоидов

Табл. 2. — Значения  $H$ , соответствующие пределу механич. прочности и термич. прочности материала соленоида (одно-виткового цилиндра).

Материал	Предел прочности (кгс/см <sup>2</sup> )	$H_\sigma$ (кэ)	$H_T$ (кэ)
Дюралюминий . . . . .	3600	300	380
Медь твердая . . . . .	5000	350	550
Никель . . . . .	9000	470	700
Сталь . . . . .	30000	860	700
Берил. бронза . . . . .	15000	620	700
Вольфрам . . . . .	25000	800	800

ных установках (И. Л. Капица [1, 2]) источниками энергии служили: батарея аккумуляторов и спец. генератор переменного тока. В соленоиде с внутр. диаметром 1,0 см при длительности импульса 0,01 сек были получены  $H$  до 320 кэ. Дальнейшее развитие этой методики связано с применением в качестве источника энергии батареи заряженных конденсаторов, что позволило получить  $H$  до 700—800 кэ без разрушения соленоида.

В предельных полях в соленоиде возникают механич. напряжения, достигающие предела прочности металла, из к-рого выполнена обмотка, и наблюдаются опасные перегревы даже при короткой длительности импульса. Для осевого поля распределение радиаль-

в С. м. п. — механич. напряжения. Практически для получения  $H$  до 200—300 кэ применяются многослойные соленоиды из медного провода с различными способами упрочнения обмотки. Поля большей напряженности получаются в одновитковых и многовитковых спиральных соленоидах из бериллиевой бронзы или стали. На рис. 2 и 3 показана конструкция двух соленоидов, рассчитанных на получение сверхсильных магнитных полей. Уменьшение числа витков соленоида связано

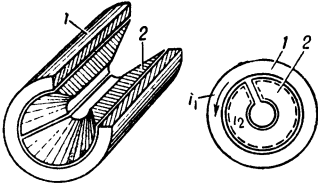


Рис. 4. Концентратор магнитного потока: 1 — многослойная обмотка; 2 — концентратор.

с увеличением рабочего тока. Подведение к соленоиду токов, измеряемых мегаамперами, и управление этими токами — весьма сложная технич. задача. Чтобы снизить потери энергии в токоподводящей системе, в ряде случаев применяют возд. трансформаторы, ко вторичной обмотке к-рых подключается соленоид. Дальнейшее развитие этого метода — применение концентраторов магнитного потока (рис. 4). Соленоид с концентратором образуют трансформатор, у к-рого наведенный во вторичной обмотке ток сжимает поток соленоида в небольшом объеме.

Большой интерес представляют бессильные соленоиды, отсутствие механич. напряжений в к-рых определяется коллинеарностью векторов тока и поля, т. е.  $i = \alpha H$  ( $\alpha$  — скалярный коэфф.). Ток в листовом проводнике, намотанном вокруг бесконечно длинного цилиндра под углом  $45^\circ$  к образующей, производит равные азимутальные и осевые поля, так что у его поверхности  $i \parallel H$ . В реальных конструкциях применяют либо многослойные обмотки с плавным изменением угла намотки от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ , либо тороидальные обмотки, аналогичные изображенным на рис. 5. Особенно перспективны бессильные соленоиды при сверхпроводящих обмотках.

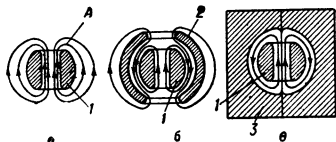


Рис. 5. Тороиды, частично свободные от механич. напряжений: а — обмотка тороида 1 навита под углом  $45^\circ$  к образующей, что значительно ослабляет механич. напряжения в полости А; б — применение 2-го «бессильного» тороида 2 для ослабления напряжений на внешней поверхности соленоида 1; в — применение в тех же целях металлическ. оболочки 3 (случай импульсных полей).

Для концентрации магнитного потока применяют быстрее его сжатие замкнутым металлич. контуром. Магнитный поток, сцепленный с замкнутым проводящим контуром, диффундирует через стенки контура с постоянной времени  $T$ , определяемой его сопротивлением и индуктивностью. Если время сжатия контура  $t$  достаточно мало ( $t \ll T$ ), то  $H$  в центре сжимаемого контура будет обратно пропорциональна его сечению. Т. о., уменьшая диаметр контура в 10 раз, можно при сжатии полей  $\sim 10^5$  э получать  $H \sim 10^7$  э [10]. При взрывном сжатии были получены  $H$  до  $1,4 \cdot 10^7$  э при длительности импульса 2 мксек. Для получения однократных импульсов столь высокой напряженности этот метод несомненно найдет широкое применение. Концентрация магнитного потока упрощается при использовании замкнутого сверхпроводящего контура. Магнитный поток, сцепленный с таким контуром, сохраняется неограниченно долго, что позволяет регулировать напряженность поля введением внутрь контура сверхпроводящего поршня [11].

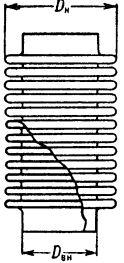
Лит.: 1) Kapitza P., «Proc. Roy. Soc. A», 1924, в. 105, № 734, p. 691; 1927, в. 115, № 772, p. 658; 2) Капитца П. Л., «УФН», 1931, т. 11, вып. 4, с. 533; 3) Furth H. P., Waniek R. W., «Amer. Machinist»,

1962, в. 106, № 2, p. 92; 4) Foner S., Kolm H. H., «Rev. Scient. Instrum.», 1956, в. 27, № 7, p. 547; 5) Furth H. P., Levine M. A., Waniek R. W., «Rev. Scient. Instrum.», 1957, в. 28, № 11, p. 949; 6) Факидов И. Г., Завадский Э. А., «ФММ», 1959, т. 8, № 4, с. 562; 7) Карасик В. Р., «ПТЭ», 1959, № 1, с. 142; 8) Копорский Е. И., Суворов Е. В., там же, 1963, № 1, с. 125; 9) Колб А. К., в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, т. 1, М., 1959 (Докл. иностр. ученых); 10) Терлецкий Я. П., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 2, с. 387; 11) Swartz P. S., Rosner C. H., «J. Appl. Phys.», 1962, в. 33, № 7, p. 2292; 12) Страховский Г. М., Кравцов Н. В., «УФН», 1960, т. 70, вып. 4, с. 693 (Обзор); 13) Карасик В. Р., «ПТЭ», 1962, № 6, с. 5 (Обзор); 14) High magnetic fields. Proceedings of the International conference on high magnetic fields, Cambridge, 1—4 November, 1961, N. Y.—L., 1962; 15) Получение и использование больших импульсных магнитных полей, М., 1962 (Сборник рефератов, 1923—1961 г.).

Э. А. Завадский.

**СИЛЬСБИ ГИПОТЕЗА** объясняет скачкообразное появление электрич. сопротивления в сверхпроводнике при повышении величины протекающего по нему тока до критич. значения тем, что магнитное поле, создаваемое током, достигает критич. величины (см. *Критический ток*). Предложена в 1917 г. Ф. Сильсби (F. Silsbee).

**СИЛЬФОН** — упругий элемент из тонкостенной металлич. трубки в виде гофрированного цилиндра с дном или открытого с двух сторон (рис.). Материалом С. служат: латунь (полутомпак), фосфористая и бериллиевая бронзы, нержавеющей сталь. С. применяются как гибкие соединения трубопроводов, как компенсаторы удлинений, вызванных тепрными изменениями, как гибкие уплотняющие устройства или разделители различных сред. Большое применение С. находят в устройствах пневмогидроавтоматики как чувствительные элементы, реагирующие на разность давлений газов или жидкостей, действующих на дно С. С. обладает определенной жесткостью и при действии на него разности давлений или аксиально приложенного усилия сжимается или растягивается в зависимости от направления результирующей силы. Характеристика С., выражающая зависимость его хода от величины усилия, линейна на рабочем участке, лежащем в зоне упругих деформаций.



$D_n$ ,  $D_{вн}$  — наружный и внутренний диаметры сильфона.

Лит.: 1) Лососневский В. Л., Автоматические регуляторы, М., 1944; 2) Перспективы развития упругих чувствительных элементов, М., 1961. Г. Т. Березовец.

**СИМВОЛИЧЕСКИЙ МЕТОД** в электрич. технике — метод расчета цепей переменного тока, характеризующийся введением комплексных чисел (комплексных амплитуд), что заменяет интегрирование и дифференцирование гармонич. ф-ций времени алгебраич. операциями над комплексными числами (см. *Комплексных амплитуд метод*).

**СИМВОЛЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ** (международные) — условные знаки, употребляемые в кристаллографии.

- а, б, с Длины осевых единиц трансляционной решетки.
- а, б, с Осевые единицы как векторы.
- $\alpha, \beta, \gamma$  Углы между осями X, Y, Z:  $\alpha = \angle YZ$ ,  $\beta = \angle XZ$ ,  $\gamma = \angle XY$ .
- u, v, w Числовые (целочисленные) координаты узла трансляционной решетки, связанные с истинными координатами x, y, z соотношениями  $x = ua$ ,  $y = vb$ ,  $z = wc$ .
- [u, v, w] Символ ряда узлов (оси зоны) трансляционной решетки, определяемого узлом в начале координат и узлом с числовыми координатами u, v, w.
- (u v w) Символ реберной формы — совокупности ребер кристалла, преобразующихся друг в друга операциями симметрии. Индексы u, v, w могут отличаться друг от друга знаками +, — или порядком записи.
- (h k l) Символ одиночной грани кристалла, одиночной узловой плоскости трансляционной решетки или совокупности взаимно параллельных узловых плоскостей. Целые числа h, k, l — Миллеровские индексы этих плоскостей.

{ $h k l$ } Символ *простой* формы — совокупности одинаковых граней. Числа  $h, k, l$  могут различаться знаками и порядком записи.

{ $h k i l$ } Символ *простой* формы *гексагональной системы* по Браве ( $h + k + i = 0$ ).

$d_{hkl}$  Межплоскостное расстояние — расстояние между взаимно параллельными узловыми плоскостями ( $h k l$ ) трансляционной решетки.

A, B, C Базоцентрированные решетки Браве в разных ориентациях: A — центрирована по  $(100)$ , B — по  $(010)$ , C — по  $(001)$ . P, R, I, F Браве решетки: P — примитивная, R — ромбоэдрическая, I — объемноцентрированная, F — гранцентрированная.

$a^*, b^*, c^*$  Длины ребер ячейки *обратной* решетки.  
 $a^*, b^*, c^*$  Ребра ячейки *обратной* решетки как векторы.  
 $\alpha, \beta, \gamma$  Углы между осями координат *обратной* решетки.  
 1, 2, 3, 4, 6 Символы простых (шворчатых) осей 1-го, 2-го, ..., 6-го порядка.

$\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$  Символы инверсионных осей 1-го, 2-го, ..., 6-го порядка.

2<sub>1</sub>, 3<sub>1</sub>, 3<sub>2</sub>, 4<sub>1</sub>, 4<sub>2</sub>, 4<sub>3</sub>, 6<sub>1</sub>, 6<sub>2</sub>, 6<sub>3</sub>, 6<sub>4</sub>, 6<sub>5</sub> Символы *винтовых осей*.

$m$  Символ *плоскости симметрии*.

$a, b, c, n, d$  Символы *плоскостей скольжения* отражения, различно ориентированных в пространстве.

Символы *точечных групп* см. *Классы кристаллов*, символы *пространственных групп* см. [1, 4, стр. 84].

Лит.: 1) International tables for X-ray crystallography, v. 1, Birmingham, 1952; 2) Белов Н. В. Структурная кристаллография, М., 1951; 3) Липсон Г., Кокрен В., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1956; 4) Бокки Г. Т., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960, с. 22, 82; 5) Шубников А. В., Об одной традиционной ошибке и многообразии форм ее проявления, «Зап. Всес. минералог. о-ва», 1954, т. 83, № 4, с. 408. А. В. Шубников.

**СИМЕНС** (сим, S) — единица электрической проводимости (*электропроводности*) в *Международной системе единиц*. Размерность С. —  $m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot sec^3 \cdot a^2$ , размер: (1 сим) = (1а) : (1о), т. е. С. — единица, обратная по величине ому. В связи с этим С. имеет и др. наименование — мо.

**СИММЕТРИЯ кристаллов** — симметрия, соответствующая решетчатому строению кристаллов. Разнообразные виды С. описываются группами симметрии: точечными и пространственными. Один и тот же кристалл может обладать различной С. по отношению к разным физ. свойствам. Напр., кварц по упругим свойствам обладает центром С. и относится к классу  $\bar{3}m$ , а по морфологич. особенностям и по наличию пьезоэлектрич. свойств — к классу 32 (см. *Классы кристаллов*). Когда говорят, что данный кристалл относится к такой-то точечной группе, то имеют в виду его минимальную С. По принципу Неймана, минимальная С. — морфологическая. Принадлежность кристалла к определенному классу точно определяет список разрешенных (но не обязательных) и категорически запрещенных свойств кристалла.

Лит.: 1) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 2) его же, Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951. А. В. Шубников.

**СИММЕТРИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ** по отношению к операции перестановки координат одинаковых частиц (напр., координат двух электронов и т. п.) является математич. выражением одного из основных принципов квантовой механики — принципа тождественности (неразличимости) частиц. Пусть  $\Psi(\xi_1, \xi_2)$  — волновая ф-ция системы, состоящей из двух одинаковых частиц с координатами  $\xi_1, \xi_2$  ( $\xi_i$  — совокупность всех координат одной частицы, как пространственных, так и спиновых и т. п.). В соответствии с принципом тождественности можно утверждать, что ф-ция  $\Psi(\xi_2, \xi_1)$  описывает то же физич. состояние системы, что и исходная ф-ция, так что все билинейные образования для каждой из них (плотности вероятности  $\Psi^*\Psi$  и т. п.) такие же, как для исходной ф-ции. Это означает, что обе ф-ции могут различаться лишь фазовым множителем, т. е.  $\Psi(\xi_2, \xi_1) = \pm \exp(i\varphi)\Psi(\xi_1, \xi_2)$ . Двукратное применение операции перестановки к  $\Psi(\xi_1, \xi_2)$  приводит к исходному состоянию. Следовательно,  $\exp(2i\varphi) = 1$ , или  $\exp(i\varphi) = \pm 1$ . Т. о., волновая ф-ция двух тожде-

ственных частиц может быть либо симметрична, либо антисимметрична по отношению к перестановке координат частиц:

$$\Psi(\xi_2, \xi_1) = \pm \Psi(\xi_1, \xi_2). \quad (1)$$

Поскольку гамильтониан  $H$  системы симметричен относительно перестановки координат тождеств. частиц, симметрия ф-ции сохраняется во времени, напр. ф-ция, к-рая в момент  $t = 0$  была симметричной, останется симметричной и при  $t \neq 0$ .

Характер симметрии ф-ции должен быть одним и тем же во всех состояниях системы, поскольку в противном случае, в соответствии с принципом суперпозиции состояний, существовали бы состояния без определенной симметрии.

Описанное свойство симметрии непосредственно обобщается на волновые ф-ции трех и более частиц. Волновые ф-ции нескольких одинаковых частиц должны либо не меняться совсем при перестановке всех координат любой пары частиц (симметричные ф-ции), либо умножаться при этом на фактор  $(-1)^P$ , где  $P$  — число транспозиций (взаимных перестановок), на к-рые разлагается данная перестановка (антисимметричные ф-ции). Частицы, к-рые описываются антисимметричными ф-циями, наз. фермионами, а частицы, описывающиеся симметричными ф-циями, — бозонами.

Основные различия между системами фермионов и бозонов можно увидеть на примере двух частиц, взаимодействием к-рых можно пренебречь. Пусть  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_N$  — состояния, в к-рых может находиться каждая из частиц в отдельности. Нормированная волновая ф-ция системы из двух бозонов может быть записана в виде

$$\Psi(\xi_1, \xi_2) = \gamma [\psi_{p_1}(\xi_1)\psi_{p_2}(\xi_2) + \psi_{p_1}(\xi_2)\psi_{p_2}(\xi_1)], \quad (2)$$

где  $\gamma = 1/\sqrt{2}$ , если  $p_1 \neq p_2$ , и  $\gamma = 1/2$  при  $p_1 = p_2$ . Волновая ф-ция двух фермионов имеет вид

$$\Psi(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{p_1}(\xi_1)\psi_{p_2}(\xi_2) - \psi_{p_1}(\xi_2)\psi_{p_2}(\xi_1)] \quad (3)$$

и обращается в нуль тождественно, если  $p_1 = p_2$ . Отсюда следует, что 2 или более одинаковых фермиона не могут находиться в одном и том же состоянии (принцип запрета, или *Паули принцип*). С принципом Паули связано различие статистик, к-рыми описывается газ, состоящий из одинаковых фермионов или одинаковых бозонов; в связи с этим частицы, описывающиеся антисимметричными и симметричными ф-циями, наз. также частицами, подчиняющимися *Ферми* — *Дирака статистике* и *Бозе* — *Эйнштейна статистике* соответственно. Из релятивистской квантовой теории следует, что статистика, к-рой подчиняются частицы, однозначно связана с их спином: частицы с полуцелым спином являются фермионами, а частицы с целым спином — бозонами [2]. Это утверждение справедливо как для элементарных, так и для сложных частиц.

В нерелятивистской теории систем, состоящих из неск. частиц со спином, требование определенной симметрии волновой ф-ции системы приводит к зависимости между свойствами симметрии координатной части ф-ции и полным спином системы  $S$ . При этом координатная часть волновой ф-ции должна преобразовываться по одному из неприводимых представлений группы перестановок и может быть построена при помощи *Юнга схем* [1, § 63]. Для системы из двух частиц справедливо правило, согласно к-рому симметрия координатной части ф-ции определяется множителем  $(-1)^S$ .

Из принципа Паули следует, что одинаковые фермионы не являются вполне независимыми друг от друга, даже если силы взаимодействия между ними

отсутствуют. В системах со взаимодействием энергии состояния оказывается зависящей от спина  $S$  вследствие разной симметрии координатной части волновой  $\phi$ -ции в состояниях с разными спинами. Об этой зависимости говорят как о результате *обменного взаимодействия* одинаковых частиц. Обменное взаимодействие — чисто квантовый эффект, исчезающий при предельном переходе к классич. механике.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), гл. IX, § 61; 2) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947, с. 73. И. Н. Михайлов.

**СИНГОНИИ КРИСТАЛЛОВ** (системы кристаллов) — категории кристаллов, отличающиеся друг от друга макросимметрией и одновременно параметрами *Браве решетки*. В совр. трактовке понятие С. к. совпадает с понятием системы. Все отличие сводится к тому, что самостоятельная ромбоэдрическая (тригональная) С. к. часто рассматривается как подсистема гексагональной системы (см. табл. в ст. *Классы кристаллов, Браве решетка*).

Лит.: 1) Шубников А. В., Флинт Е. Е., Бокс Г. Б., Основы кристаллографии, М.—Л., 1940; 2) Флинт Е. Е., Начала кристаллографии, 2 изд., М., 1961.

**СИНГУЛЯРНЫЕ ТЕРМЫ** — термы, для к-рых мультиплетность  $\kappa = 2S + 1 = 1$ , т. е. термы, соответствующие спину  $S = 0$ . Сингулетной системой термов обладают только атомы с четным числом электронов. При разрешенных переходах между С. т. возникают сингулетные (одиночные) спектр. линии. Сингулетна, напр., система термов *парагелия* и, соответственно, сингулетны спектр. серии *парагелия*; а также главная серия щелочноземельных элементов. Линии, соответствующие переходам между С. т., обнаруживают во внешних полях расщепление, отличное от расщепления спектр. линий, возникающих в результате переходов между термами более высокой мультиплетности. Напр., в случае эффекта Зеемана они образуют простой триплет: две  $\sigma$ -компоненты и одна  $\pi$ -компонента.

**СИНГУЛЯРНАЯ ТОЧКА** — точка на диаграммах состояния и диаграммах состав-свойство, соответствующая соединению постоянного состава (см. *Состояния диаграмма, Дальтонида, Металлические соединения*). В С. т. ветви кривых *ликвидуса* или кривых состав-свойство пересекаются под углом. С. т. на кривой *ликвидуса* соответствует хим. соединению, не диссоциирующему при плавлении. В отличие от др. особых точек (критических, тройных, равных концентраций на диаграммах состояния и экстремумов на кривых состав-свойство), в С. т. состав *раствора* (*сплава, смеси*) является стехиометрическим, он не меняется при изменении внешних параметров (темпер., давления и др.). Термин С. т. введен Н. С. Курнаковым, который наз. эти точки также *дальтоновскими*.

**СИНГУЛЯРНЫЕ ФУНКЦИИ** — в квантовой теории полей краткое обозначение для спец. класса  $\phi$ -ций, обладающих особенностями и играющих фундаментальную роль в теории, — для вакуумных средних от различных произведений операторов свободного поля. Используются следующие С. ф. скалярного поля  $\phi(x)$ : перестановочная функция

$$D(x-y) = i \langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle; \quad (1a)$$

ее положительной и отрицательно частотные части:

$$D^+(x-y) = -i \langle 0 | \phi(y) \phi(x) | 0 \rangle; \quad (1b)$$

$$D^-(x-y) = i \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle; \quad (1c)$$

причинная  $\phi$ -ция Грина

$$D^c(x-y) = i \langle 0 | T(\phi(x)\phi(y)) | 0 \rangle; \quad (1e)$$

запаздывающая  $\phi$ -ция Грина

$$D^{\text{ret}}(x-y) = i\theta(x^0 - y^0) \langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle; \quad (1d)$$

опережающая  $\phi$ -ция Грина

$$D^{\text{adv}}(x-y) = -i\theta(y^0 - x^0) \langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle, \quad (1e)$$

где  $T$  — хронологическое произведение,  $\theta$  — *тета-функция*, равная единице для положительных значений аргумента и нулю — для отрицательных,  $x^0, y^0$  — временные компоненты 4-векторов положения  $x$  и  $y$ , [..., ...] — символ коммутатора.

С. ф. полей, преобразующихся по др. представлениям группы Лоренца, получаются из С. ф. скалярного поля действием соответствующих операторов дифференцирования.

Поле  $\phi(x)$  является решением однородного *Клейна—Фока—Гордона уравнения*, поэтому  $\phi$ -ции  $D(x)$ ,  $D^+(x)$ ,  $D^-(x)$  — также решения этого ур-ния.  $\phi$ -ции  $D^c(x)$ ,  $D^{\text{ret}}(x)$ ,  $D^{\text{adv}}(x)$  — *Грина функции* ур-ния Клейна — Фока — Гордона, т. е. удовлетворяют ур-нию

$$(\square - m^2)g(x) = -\delta(x), \quad (2)$$

где  $m$  — масса частицы поля  $\phi(x)$ . Решение ур-ния (2) определено с точностью до решения однородного ур-ния. Выбор нужного решения осуществляется заданием соответствующих граничных условий. Ур-ние (2) удобно решать методом Фурье

$$g(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{e^{ikh}}{m^2 - k^2} d^4k. \quad (3)$$

Тогда каждому граничному условию отвечают определенные правила обхода полюсов  $k^2 = m^2$ . Запаздывающая  $\phi$ -ция Грина определяется условием:  $D^{\text{ret}}(x) = 0$ , если  $x^0 < 0$ . Этому граничному условию соответствует правило обхода, к-рое эквивалентно замене под интегралом:  $(m^2 - k^2)^{-1} \rightarrow (m^2 - k^2 + i\epsilon k^0)^{-1}$ ,  $\epsilon > 0$  (рис. 1).  
Опережающая функция

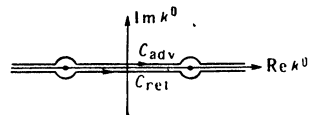


Рис. 1.

Грина определяется граничным условием  $D^{\text{adv}}(x) = 0$ , если  $x^0 > 0$ , к-рому соответствует правило обхода  $(m^2 - k^2)^{-1} \rightarrow (m^2 - k^2 - i\epsilon k^0)^{-1}$ ,  $\epsilon > 0$  (рис. 1). Причинная  $\phi$ -ция Грина  $D^c(x)$  определяется правилом

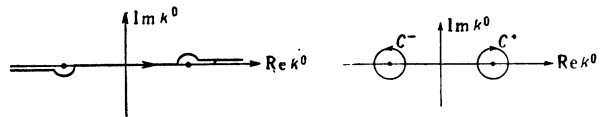


Рис. 2.

Рис. 3.

обхода  $(m^2 - k^2)^{-1} \rightarrow (m^2 - k^2 - i\epsilon)^{-1}$ ,  $\epsilon > 0$  (рис. 2).  $\phi$ -циям  $D^+(x)$ ,  $D^-(x)$  соответствуют контуры интегрирования  $C^+$ ,  $C^-$  (рис. 3).

$\phi$ -ция  $D(x)$  обладает важным свойством: она обращается в нуль вне световых конусов ( $x^2 < 0$ ),  $D^{\text{ret}}(x) = 0$  всюду, кроме верхнего светового конуса,  $D^{\text{adv}}(x) = 0$  всюду, кроме нижнего светового конуса.

Характерная черта всех  $D$ -функций — наличие особенностей на световом конусе, когда  $x^2 = x^0^2 - x^2 = 0$ . Они имеют особенности четырех типов:  $\delta$ -функцию  $\delta(x^2)$ , скачок  $\theta(x^2)$ , полюс  $1/x^2$  и логарифмич. особенность  $\ln x^2$ . Наличие этих особенностей приводит к тому, что  $D$ -функции представляют собой не  $\phi$ -ции в обычном смысле, а *обобщенные функции*.

Различные авторы используют несколько отличные обозначения для перечисленных С. ф. (1a) — (1e). Так,  $D(x)$  иногда обозначается  $-\Delta(x)$  или  $D^0(x)$  и т. д. Здесь приведены обозначения из [1].

С. ф. (1a) — (1e) связаны между собой простыми соотношениями, напр.

$$D(x) = D^+(x) + D^-(x) = D^{\text{ret}}(x) + D^{\text{adv}}(x)$$

и т. п. Для спинорного поля  $\psi_\alpha(x)$ ,  $\alpha = 1, 2, 3, 4$ , имеют место аналогичные ф-ции, напр. причинная:

$$S_{\alpha\beta}^c(x-y) = i \langle 0 | T \psi_\alpha(x) \bar{\psi}_\beta(y) | 0 \rangle = (i\hat{\partial} + m)_{\alpha\beta} D^c(x-y);$$

$$S^c = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \left( \frac{m - \hat{p}}{m^2 - p^2 - i\varepsilon} \right)_{\alpha\beta} e^{ipx} d^4p,$$

где  $\hat{p} = p^\mu \gamma^\mu$ ,  $\gamma^\mu$  — Дирака матрицы,  $\hat{\partial} = \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ .

При построении квантовой теории взаимодействующих полей возникают произведения  $D$ -функций либо произведения  $D$ -функций на  $\Theta$ -функции и их производные. Такие выражения требуют доопределения — необходимо задать правила регуляризации произведения обобщенных ф-ций.

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957, с. 100, 431; 2) Ш Вебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963, с. 423.

Б. В. Струминский.

**СИНЕРЕЗИС** — выделение жидкой среды из дисперсной структуры (студня, геля и т. п.), сопровождающееся уменьшением ее объема. В процессе С. жидкость механически вытесняется при постепенном самоуплотнении пространств, структуры под действием сил сцепления между частицами (мицеллами или макромолекулами), а иногда и под действием внешних сил (силы тяжести). Однако С. может быть вызван и искусственно — теми же причинами, к-рые вызывают коагуляцию. Жидкость, выделяющаяся при С., представляет собой раствор или золь. Предельный объем  $V_m$  отделившейся жидкости зависит в основном от содержания дисперсной фазы и прочности структуры. Адсорбционно (сольватно) связанная жидкая среда при С. не вытесняется. Скорость С.  $v$  измеряется количеством жидкости  $V_x$ , выделившейся за ед. времени;  $v$  зависит от темп-ры (растет при нагревании), вязкости жидкости, содержания примесей. Если С. обратим, то  $v = k(V_m - V_x)$ , где  $k$  — постоянная. С. — распространяемая форма старения дисперсных (коллоидных) структур. С. наблюдается на водных студнях кремневой кислоты (см. Силикагель), мыл, желатин и т. д.; а также в структурированных суспензиях масляных и эмалевых красок. С. в устойчивых пенах выражается в образовании слоя жидкости в нижней части столба пены вследствие стекания жидкости из пленок при постепенном их утоньшении. См. Структурообразование, Пены, Эмульсии.

Лит.: Пасынский А. Г., Коллоидная химия, 2 изд., М., 1963.

**СИНОПТИЧЕСКАЯ КАРТА** (карта погоды) — географ. карта, на к-рую цифрами и условными знаками нанесены сведения о погоде, наблюдавшейся одновременно на большом пространстве Земли. С. к. — основной материал для изучения физич. процессов, происходящих в атмосфере, и составления прогнозов погоды методами синоптической метеорологии. К С. к. относятся приземные карты погоды и карты абсолютной и относительной барической топографии. На приземные карты погоды наносят результаты наблюдений за значениями давления, темп-ры, влажности воздуха, формой и количеством облаков, видом и интенсивностью осадков и другими метеорологич. элементами, произведенных с поверхности Земли наблюдателями метеорологич. станций. На картах барич. топографии представляют результаты наблюдений, произведенных в свободной атмосфере с помощью радиозондов, самолетов и шаров-пилотов.

**СИНОПТИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ** — раздел метеорологии, изучающий физич. процессы в атмосфере, определяющие условия погоды и ее изменения. Задача С. м. — разработка методов прогнозов погоды. С. м. изучает те атм. процессы, к-рые разви-

ваются на обширных географич. пространствах и по масштабам относятся к звеньям общей циркуляции атмосферы. Основные объекты изучения С. м.: циклоны, антициклоны, воздушные массы и фронты атмосферные.

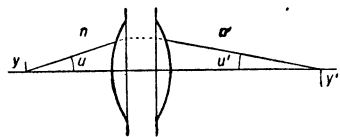
Рабочим методом С. м. является одновременный пространственный анализ условий погоды при помощи синоптических карт, или карт погоды, к-рые позволяют установить структуру, эволюцию и движение воздушных масс, фронтов, циклонов, антициклонов и других атм. образований. Помимо карт погоды, в синоптич. анализе используются и другими материалами. Так, данные о влажности и темп-ре воздуха, получаемые путем аэрологич. зондирования, изображаются графически на спец. адиабатных графиках — аэрограммах, позволяющих установить особенности в распределении этих элементов по вертикали и оценить степень неустойчивости и запасы энергии в атмосфере. По нескольким одновременным зондированиям атмосферы, выполненным вдоль к.-л. линии, напр. авиационной трассы, строятся вертикальные разрезы атмосферы с изображением на них фронтов с их системами облаков и осадков, распределения темп-ры, влажности и ветра. Конечная задача применения различных средств синоптич. анализа — наиболее полное познание внутреннего строения атм. образований, законов их движения и развития, а затем составление достаточно точного прогноза погоды.

Лит.: Хромов С. П., Основы синоптической метеорологии, Л., 1948.

**СИНТЕЗ МИНЕРАЛОВ** — искусств. получение минералов из элементов или хим. соединений, а также выращивание монокристаллов минералов. Потребность в синтетич. минералах объясняется как отсутствием в природе кристаллов этих минералов соответствующего качества или размера, так и недостаточным количеством природного сырья нужного качества. Промышленно синтезируются абразивы (карборунд, электрокорунд), огнеупоры (периклаз, форстерит), молекулярные сита — цеолиты, электротехнич. минералы (слюды, фтортремалит), минералы цемента, минеральные краски, драгоценные камни и др. Особое внимание уделяется С. м., обладающих ценными физ. свойствами: алмаза, боразона, изумруда, кварца, полупроводниковых кристаллов, рубина, рутила, слюд, турмалина, ферритов, флюорита, шеелита, щелочно-галогидных кристаллов и мн. др. См. Монокристаллы, Монокристаллов полупроводниковых выращивание.

Лит.: 1) Чирвинский П. Н., Искусственное получение минералов в XIX столетии, Киев, 1903—1906; 2) Григорьев Д. П., «Зап. Всероссийского минералог. о-ва», 1937, ч. 66, № 2, с. 235; 3) Michel H., Die künstlichen Edelsteine.... Лpz., 1914; 4) Новые исследования по кристаллографии и кристаллохимии, сб. 2, пер. с англ., М., 1950; 5) Островский И. А., в сб.: Очерки по истории геологических знаний, вып. 3, М., 1955; 6) Белякин Д. С., Цветков А. И., там же, вып. 7, М., 1958; 7) «Endeavour», 1952, v. 21, № 82, p. 73—84; 8) «Res. Appl. Ind.», 1958, v. 11, № 12, p. 466—71; 9) Статьи в сборниках: «Труды совещания по экспериментальной минералогии и петрографии», «Труды Минералогического музея АН СССР», «Минералогический сборник геологического о-ва» (г. Львов); 10) Статьи в журналах: «Известия АН СССР». Сер. геологическая и химическая, «American Mineralogist».

**СИНУСОВ ЗАКОН** (синусов условие) — условие, соблюдение к-рого необходимо, чтобы оптич. система, исправленная в отношении ее сферической аберрации, давала безаберрационное изображение малого осевого элемента, расположенного перпендикулярно оси. С. з. выражается ф-лой  $\sin u / \sin u' = \beta n' / n$ , где  $u$  и  $u'$  — углы, образуемые оптич. осью и лучом, проходящим через точку пред-





мета на оси в пространстве предметов и в пространстве изображений, соответственно (см. рис.);  $n$  и  $n'$  — показатели преломления среды по обе стороны оптической системы;  $\beta = y'/y$  — линейное увеличение системы.

**СИНХРОНИЗАЦИЯ автоколебательных систем** — установление самоподдерживающегося равенства (или точной кратности) частот нескольких систем. Различают взаимную С. связанных систем с близкими (или близкими к кратным) частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  свободных колебаний и принудительную С. системы при действии на нее внешней периодич. силы.

Взаимная С. характеризуется областью частот  $\Delta\omega$  (полоса взаимной С.), внутри к-рой частоты автоколебаний систем точно равны или кратны, а разность фаз постоянна (с точностью до спонтанных флуктуаций). Взаимная С. двух систем обусловлена тем, что в каждой из них, кроме собств. автоколебаний, возникают еще вынужденные асинхронные колебания с частотой второй системы. При этом: 1) вынужденные колебания могут изменить частоту автоколебаний, приближая ее (в зависимости от расстройки, частично или полностью) к частоте внешней силы (см. *Захватывание частоты*). 2) В мягких автоколебат. системах (см. *Жесткий и мягкий режимы возбуждения колебаний*) вынужденные колебания подавляют амплитуду автоколебаний и могут полностью их погасить (асинхронное гашение автоколебаний); в жестких же системах при нек-рых соотношениях между параметрами возможна асинхронная регенерация и даже асинхронное самовозбуждение. Оба эти механизма выражены тем сильнее, чем меньше расстройка, причем в различных типах автоколебат. систем обычно преобладает один из них. Поэтому наблюдаются два типа С.: 1) по частоте, при к-ром приближение к границе полосы сопровождается уменьшением числа биений до нуля вследствие взаимного увлечения частот; при этом частоты обеих систем сближаются до совпадения. 2) По амплитуде, когда амплитуды свободных автоколебаний при приближении к границе полосы уменьшаются до нуля (гасятся) и остается лишь общая синхронная частота.

При взаимной С., как правило, амплитуда автоколебаний более мощной синхронизирующей системы уменьшается, а менее мощной и синхронизируемой — возрастает. При непрерывном изменении расстройки внутри полосы в мягких системах, различных по мощности, обе амплитуды, синхронная частота и относит. сдвиг фаз изменяются непрерывно. В мягких же системах, близких по мощности (вследствие возможной перемены ролей синхронизирующей и синхронизируемой систем) и в жестких системах (из-за возникновения асинхронной регенерации) в отдельных точках внутри полосы возможны скачки амплитуд, синхронной частоты и относит. фазы.

Взаимная С. двух автоколебат. систем имеет место и при частотах свободных автоколебаний, близких к кратным, т. е.  $\omega_1/\omega_2 \approx n/m$  ( $m$  и  $n$  — целые числа). При этом чем больше  $m$  и  $n$ , тем уже область С. Это сужение полосы выражено тем резче, чем стабильнее частоты связанных систем, т. е. чем выше добротности их колебат. систем. Поэтому С. при больших  $n$  или  $m$  наблюдается лишь в случае, когда по крайней мере одна из систем релаксационного типа (см. *Генератор релаксационных колебаний*).

Взаимная С. возможна и при взаимодействии многих систем (напр., в симфонич. оркестре С. может иметь место между группами однородных инструментов автоколебат. типа, напр. скрипок, расположенных достаточно близко друг к другу).

Принудит. С. можно рассматривать как частный случай взаимной С., когда автоколебат. система синхронизируется далекой и более мощной или связь между двумя системами передается только в одном направлении (напр., через *катодный повторитель*, циркулятор и т. п.).

Кроме автоколебательных систем, С. имеет место также в генераторах переменного тока, синхронных моторах и др. нелинейных системах. Способность всех вышеуказанных систем автоматически входить в синхронизм и устойчиво работать в синхронном режиме в пределах конечной ширины полосы С. имеет большое значение в технике (устойчивая работа генераторов переменного тока на общую сеть энергосистемы), в осциллографии (синхронная развертка), в телевидении, в *ускорителях заряженных частиц* и т. п.

Лит.: 1) Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, 3 изд., М.—Л., 1952; 2) Рапопорт Г. Н., К вопросу о взаимной синхронизации автогенераторов сравнимой мощности, «Радиотехника», 1951, т. 5, № 4; 3) Хохлов Р. В., К теории захватывания при малой амплитуде внешней силы, «ДАН СССР», 1954, т. 97, № 3, с. 411; 4) Великов В. А., Жуков Л. А., Переходные процессы в электрических системах, М.—Л., 1953; 5) Власов Н. П., К вопросу об устойчивой работе машины двойного питания, «ЖТФ», 1940, т. 10, вып. 15, с. 1289. К. Ф. Теодорчик.

**СИНХРОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ** — детектирование амплитудно-модулированных сигналов за счет синхронного (синхронно с колебаниями несущей частоты) изменения проводимости в цепи детектирующего устройства. Если проводимость  $G$  ( $t$ ) цепи (см. рис.) периодически изменяется по закону

$G(t) = G_0 [1 + k \cos(\omega t + \varphi_1)]$ , то при воздействии на цепь амплитудно-модулированного сигнала  $U_c = A(t) \cos(\omega t + \varphi_2)$  ток в ней  $i(t)$  будет содержать низкочастотную составляющую вида:

$$i_{нч} = \frac{1}{2} k G_0 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) A(t).$$

Этот ток, пропорциональный модулирующему сигналу  $A(t)$ , протекая через  $G_0$ , и обеспечивает С. д. Поэтому С. д. не требует нелинейного детектора и может осуществляться с помощью линейной цепи с периодически изменяющимися параметрами (активное сопротивление  $R$ , емкость  $C$ , индуктивность  $L$ ). Кроме описанной простейшей схемы С. д., существуют др. способы включения переменных проводимостей с применением балансных схем и др. Достоинство С. д. (отсутствующее у детекторов в виде нелинейных сопротивлений) — фазовая избирательность, т. к. при  $(\varphi_1 - \varphi_2) = \pi/2$  ток  $i_{нч} = 0$  (см. *Фазовый детектор*).

С. д. применяется для повышения помехоустойчивости радиоприема при уменьшении частотных искажений.

Лит.: Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954, гл. 21, § 3. М. Д. Нарасев.

**СИНХРОТРОН** — кольцевой циклич. ускоритель электронов на энергии от неск. Мэв до неск. Вэв с изменяющимся во времени магнитным полем и высокочастотным (ВЧ) ускоряющим электрич. полем постоянной частоты, работа к-рой основана на явлении *автофазировки*. Принцип работы С. тот же, что и *синхрофазотрона* — протонного синхротрона. Отличие вызвано определяющим влиянием излучения электронов на динамику частиц и конструкцию ускоряющей ВЧ системы.

Ускорение электронов в С. происходит по почти постоянной орбите. Напряженность магнит. поля в зоре кольцевого магнита возрастает за время от

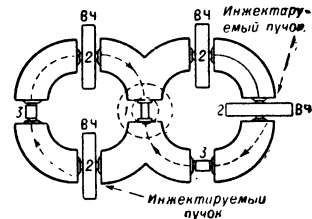
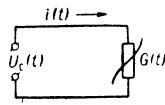


Схема накопительной установки с внешним впуском.

0,1 до 0,001 сек от 0 до 5—13 кэ. Электроны инжектируются в камеру ускорителя при небольших значениях напряженности магнитного поля. Они набирают энергию в одном или неск. ускоряющих электродах, расположенных вдоль кольцевой орбиты. К ускоряющим электродам приложено ВЧ электрич. поле постоянной частоты  $\omega_0$ , равной или кратной частоте обращения электрона.

В соответствии с принципом автофазировки в растущем магнитном поле периметр орбиты  $\Pi$  при постоянном значении частоты ускоряющего поля  $\omega_0$  изменяется пропорционально скорости электрона  $v$ :  $\Pi = (2\pi v/\omega_0)q$ , где  $q = \omega_0/\omega$  — кратность,  $\omega$  — частота обращения электрона. Для обеспечения постоянства  $\Pi$  синхротронное ускорение обычно начинают с релятивистских энергий электронов (1—50 Мэв), когда их скорость мало отличается от скорости света  $c$ . Только в редких случаях для обеспечения постоянства  $\Pi$   $\omega_0$  изменяют на 1—2% (как в синхрофазотроне).

При достижении максимальной для данной установки энергии электроны направляются либо на мишень, либо в спец. выводящее устройство. В первом случае  $C$ . является источником  $\gamma$ -квантов с широким спектром тормозного излучения. Интенсивность тормозного излучения пучка в  $C$ . характеризуется числом «эквивалентных фотонов»,  $k$ -рое определяется как отношение полной энергии  $\gamma$ -излучения в одном цикле ускорения к энергии наиболее жесткого  $\gamma$ -кванта. Вывод электронов из  $C$ . — специальная сложная задача. Т. о.,  $C$ . работает циклически и выдает частицы импульсами. Число импульсов в разных установках колеблется от 1 до неск. сотен в сек.

Преимущество  $C$ . перед бетатронами и линейными ускорителями проявляется лишь при энергиях  $>100$  Мэв (в этой области энергий  $C$ . значительно дешевле линейного ускорителя и имеет существенный выигрыш в весе магнита по сравнению с бетатроном). Преимущество линейных ускорителей опять начинает проявляться при энергиях порядка неск. Бэв, когда сильно возрастает магнитотормозное излучение электронов в  $C$ .).

Для обеспечения устойчивости движения применяется или слабая, или сильная фокусировка (см. Фокусировка частиц в ускорителе). Применение сильной фокусировки в  $C$ . становится экономически и технически оправданным при энергиях  $\geq 1$  Бэв.

$C$ . можно разбить на след. основные типы: 1) слабофокусирующие  $C$ . с бетатронным запуском; 2) слабоили сильнофокусирующие  $C$ . с внешней инжекцией; 3)  $C$ . в постоянных магнитных полях (изохронные

электронные циклотроны или электронные кольцевые фазотроны (см. Фазотрон); 4)  $C$ . с накопительными кольцами.

$C$ . с бетатронным запуском предназначены для ускорения на энергии от десятков до сотен Мэв; по конструкции напоминают бетатрон, но со значительно меньшим сердечником, и-рый обеспечивает выполнение бетатронного условия ускорения лишь при небольших полях. На первом этапе ускоритель работает как обычный бетатрон: ускоряющее ВЧ электрич. поле выключено, электроны инжектируются с энергией 20—100 кэв. При энергии электронов 2—3 Мэв, когда еще эффективно работает индукционный механизм ускорения, включается ускоряющее ВЧ электрич. поле. Амплитуда  $V_0$  напряжения электрич. поля на щели ускоряющего электрода нарастает и происходит плавный переход от бетатронного режима ускорения к синхротронному. Обычно удается перевести в синхротронный режим почти 100% частиц. Это объясняется тем, что за время ускорения от 100 кэв до 2—3 Мэв пучок сильно сжимается в радиальном и вертикальном направлениях, так что имеется достаточно места для радиально-фазовых колебаний (см. Фазовые колебания частиц в ускорителях). Для обеспечения 100% захвата необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$|\rho| \leq R \left[ \frac{eV_0 q}{\pi E (1-n)} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус равновесной орбиты (т. е. орбиты, частота обращения по  $k$ -рой в точности равна  $\omega_0$ ),  $\rho$  — максимальное отклонение мгновенных орбит электронов от равновесной,  $V_0$  — амплитуда ускоряющего напряжения резонатора,  $n$  — показатель магнитного поля,  $E$  — полная энергия электрона в момент перестройки режимов ускорения.

$C$ . с внешней инжекцией со слабой или сильной фокусировкой по своей конструкции не отличаются практически от синхрофазотронов. Поэтому останавливаем только на отличит. особенностях таких  $C$ . Магнит  $C$ ., как правило, меньше магнитов синхрофазотронов; он собирается из более тонких изолированных листов и допускает работу на переменном токе 25—60 гц. Начальное магнитное поле  $H_i = H_m E_i/E_m$  (где  $E_i$ ,  $E_m$  — начальная и конечная энергия частиц,  $H_m$  — макс. значение напряженности магнитного поля) не удается сделать больше 50—150 э. Это приводит к большим трудностям при коррекции магнитного поля. Вторая трудность — создание большого  $V_0$ , компенсирующего потери на излучение:  $eV_0 > 2,7 E_m^3 H_m$  кэв (здесь и далее  $E$  и  $H$  выражены в единицах Бэв и кэв). В правой части неравенства написаны потери энергии электроном на одном обороте. Если потери излучения за один оборот сравняются с энергией электрона, то принцип синхротронного ускорения потеряет смысл. Теоретич. предел для макс. энергии  $C$ .  $E_m^{теор} = 1000/\sqrt{2,7H}$  Бэв, практический — в 10—20 раз меньше.

Высококачественная система  $C$ . на большие энергии — наиболее сложный тракт ускорителя. В прямолинейных промежутках помещают сильно связанные резонаторы (число их иногда достигает 16). Для уменьшения размеров резонаторов ускорение происходит с большой кратностью. Чем больше  $q$ , тем большее количество резонаторов можно разместить в прямолинейных промежутках. Выбирая  $q$  порядка 400, можно уменьшить длину волны до 50—60 см (резонаторы — четвертьволновые). В Кембриджском  $C$ . (табл. 1) максимальные  $V_0$  достигают 6 Ме, шунтовой импеданс всех резонаторов 82 Мом. Чтобы создать это напряжение и ускорить малоинтенсивный пучок до 6 Бэв, необходима ВЧ мощность 212 кэвт. Из-за большого значения шунтового импе-

Табл. 1. — Крупнейшие синхротроны.

	Единицы измерения	США Корнельский	США Калифорнийский	США Кембридж	Швеция Луцц *	Япония Токио *	Италия Фраскати	ФРГ Гамбург DESY *	Англия NINA *	СССР Ереван *
Энергия . . . . .	Бэв	1,3	1,5	6,0	1,2	1,3	1,1	6,0 (7,5)	4	6,0
Длина орбиты . . . . .	м	27,6	29,5	225	33,3	34,7	27,5	317	220,5	216,7
Радиус орбиты . . . . .	м	3,81	3,76	26,2	3,65	4,0	3,6	31,7	20,77	25,25
Показатель $n$ . . . . .	—	15	0,6	90	11,6	14,7	0,61	{ 69,26 70,26	{ 46,17 47,17	114,7
Вес магнита с обмоткой	т	21	173	340	35	60,9	103	630	402	425
Апертура . . . . .	см	7 × 4	18 × 7,5	16,5 × 5,1	6 × 4	15 × 5,4	22,7 × 8,6	{ 14,4 × 5,6Ф 9,2 × 8,8 Д	{ 13 × 6,1Ф 9 × 7,6Д	10 × 6
Максимальная энергия, излученная за один оборот . . . . .	кэв	67.	109	4400	51	64	36	3700	1100	4600
Мощность питания ВЧ поля . . . . .	квт	7	100	400	12	2	40	400	480	385
Частота ускоряющего поля . . . . .	Мгц	86,9	40,24	475,8	441	138,1	43,7	499,7	407,88	132,8
Кратность . . . . .	—	8	4	360	45	16	4	528	300	96
Энергия инжекции . . . . .	Мэв	10	1	25	5,9	6,0	2,5	40	4	50
Число импульсов в 1 сек.	—	40	1	60	12,5	21,5	20	50	50	50
Число частиц в импульсе	10 <sup>10</sup>	2	0,3	1,5	—	—	1	—	—	—

\* Строится. Ф — фокусирующий, Д — дефокусирующий в радиальном направлении магниты.

данса нагрузка пучком создает большие трудности и фактически ограничивает интенсивность ускоренного пучка. Забираемая пучком энергия  $w$  из резонатора только на излучение равняется  $w = (2,4/\pi) 10^{-11} E^4 N \text{ кэВ}$ , где  $N$  — число ускоренных частиц. Напр., при  $N = 2 \cdot 10^{10}$   $w = 200 \text{ кэВ}$ . С др. стороны, напряжение 6 Мв для начала ускорения слишком велико, т. к. оно создает большие амплитуды радиально-фазовых колебаний. В нек-рых случаях используют 2 различные ВЧ системы: одну для ускорения до энергии  $< 1 \text{ Бэв}$ , а другую — до более высоких энергий. Чтобы ускорить электроны до 1 Бэв, достаточна мощность  $< 1 \text{ кэВ}$ . Для повышения интенсивности работа ускоряющего тракта может быть синхронизована с работой линейного ускорителя (служащего инжектором), частота ускоряющего поля к-рого только в 5—6 раз больше, чем в С. В этом случае удается лучше заполнить фазовый объем С. частотами. Однако при очень больших  $q$  частота фазовых колебаний становится сравнимой с частотами бетатронных колебаний и появляется опасность специфич. резонанса между ними. Квантовая раскачка фазовых колебаний обычно не представляет опасности, т. к. время ускорения мало (см. *Излучение электронов в ускорителях*).

**Накопительные кольца.** Как правило, физич. эксперименты проводятся так, что одна из частиц покоилась в лабораторной системе. Большие преимущества имеет система на встречных пучках. Эквивалентной энергией в этом случае наз. энергия второй частицы в системе, где первая покоится:  $E_{\text{эв}} = 2E^2/mc^2$  ( $m_0c^2 \approx 0,5 \text{ Мэв}$  — энергия покоя электрона). Если энергия сталкивающихся электронов  $E = 0,5 \text{ Бэв}$ , то  $E_{\text{эв}} = 1000 \text{ Бэв}$ . Однако встречный пучок представляет собой мишень с очень малой плотностью частиц, чтобы можно было эффективно зарегистрировать результаты реакции. Поэтому создаются т. н. накопительные кольца, в к-рых за минуты и часы накапливаются пучки электронов (или электронов и позитронов). Накопители напоминают по своему устройству ускоритель, но в них используется в большинстве случаев постоянный магнит. Их можно разбить на 2 группы:

1) Совмещенные ускорители, в к-рых ускорение и накопление производится в одной системе. В конце цикла ускорения С. частицы не выпускаются из камеры. При уменьшении магнитного поля происходит замедление этих частиц до первоначальной энергии, однако большая их часть не теряется, т. к. из-за излучения амплитуда их колебаний затухла. Совмещенными ускорителями-накопителями являются также кольцевые *фазотроны*.

2) Накопители сталкивающихся электронов. Схема такого накопителя показана на рис. В каждом кольце, состоящем из квадрантов, разделенных прямолинейными промежутками, электроны движутся по часовой стрелке. В общем прямолинейном промежутке 1 происходит взаимодействие пучков. Каждое кольцо имеет 2 ускоряющих резонатора 2, компенсирующих потери на излучение. Ввод и захват частиц обеспечивает импульсный ферритовый магнит-инжектор 3, работающий в течение времени, меньшего периода обращения частиц (60 наносек). Среднее время жизни пучка при энергии 0,5 Бэв в вакууме  $10^{-9} \text{ мм рт. ст.}$  — 30 час. Ожидается, что накопленный ток достигнет  $\sim 1 \text{ а}$ . Нек-рые данные о накопителях приведены в табл. 2.

Табл. 2. — Проекты накопителей электронов и позитронов.

	Единицы измерения	США Стенфорд	Италия	Италия ADONE
Энергия частиц . . . . .	Мэв	500	250	1 500
Радиус кривизны . . . . .	м	1,4	0,58	16,2
Апертура . . . . .	см	$13 \times 5$	$6 \times 3$	$22 \times 6$
Число бетатронных колебаний $\nu$ . . . . .	—	0,8	0,63	3,4
Поперечные размеры сгустка . . . . .	мм	$5 \times 0,005$	$2 \times 0,03$	$3 \times 9$
Число накопленных частиц . . . . .	—	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{11}$
Длительность накопления заданного тока . . . . .	сек	80	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$

Из-за большой плотности электронов в накопителях проявляется целый ряд явлений, связанных с коллективными взаимодействиями пучков. Здесь большую роль играет кулоновское взаимодействие электронов, выводящее их из режима синхротронного ускорения. Накопители пока еще являются предметом, а не средством физич. исследований.

**Дальнейшие пути развития С.** Основное внимание направлено на создание сильноточных систем на средней энергии, на разработку различных накопителей. В связи с этим большое значение приобретает сильнофокусирующие системы с постоянными магнитными полями. Ожидается, что значительно большее значение приобретут С. с безжелезными магнитами. Продолжаются поиски конструкций С. с резко отличными

от современных особенностями, напр. с использованием постоянных полей в момент инжекции и переменных полей в процессе ускорения. Возможно также некое продвигание вперед и по шкале энергий.

Лит.: 1) Хейфец С. А., Электронный синхротрон. Ереван, 1963; 2) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 3) Ускорители, Сб. статей, пер. с нем. и англ., под ред. Б. Н. Яблокова, М., 1962 (перевод из Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 44, В. — [u. a.], 1959); 4) Труды 4-й международной конференции по ускорителям в г. Дубне, 1963, М., 1964.

М. С. Рабинович.

**СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** (магнитотормозное излучение) — излучение электромагнитных волн заряженными релятивистскими частицами, движущимися в магнитном поле по круговым или спиральным траекториям. «Тормозящим» агентом служит магнитное поле, искривляющее траекторию частицы; появляющееся при этом ускорение является причиной электромагнитного излучения. Аналогичное излучение нерелятивистских частиц наз. *циклотронным излучением*, оно происходит на основной гирочастоте и ее первых гармониках. С увеличением скорости частицы роль высоких гармоник возрастает; при приближении к релятивистскому пределу излучение в области наиболее интенсивных высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости в узком конусе с углом раствора  $\psi \sim mc^2/E$  ( $m$  и  $E$  — масса и полная энергия частицы,  $c$  — скорость света).

Полная мощность, излучаемая частицей с энергией  $E \gg mc^2$ , равна

$$- \frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} H_{\perp}^2 E^2 = 0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ эв./сек},$$

где  $e$  — заряд частицы и  $H_{\perp}$  — перпендикулярная скорости частицы составляющая магнитного поля. При заданной энергии излучаемая мощность сильно зависит от массы частицы и поэтому С. и. наиболее существенно для легких частиц — электронов и позитронов. Спектральное распределение излучаемой мощности определяется выражением

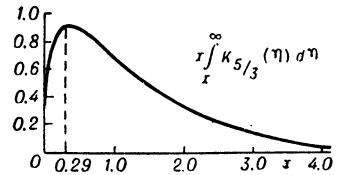
$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 H_{\perp}}{mc^2} \frac{\nu}{v_c} \int_0^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta,$$

где  $v_c = (3eH_{\perp}/4\pi mc)(E/mc^2)^2$  и  $K_{5/3}$  — бесселева  $\phi$ -ция второго рода мнимого аргумента. График  $\phi$ -ции

$x \int_0^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$  представлен на рис. Характерная частота, на к-рую приходится максимум в спектре излучения частицы, равна (в ед.)  $\nu \approx 0,29\nu_c = 1,8 \cdot 10^{18} H_{\perp} E_{\text{эв}}^2 = 4,6 \cdot 10^6 H_{\perp} E_{\text{эв}}$ .

Излучение отдельной частицы в общем случае эллиптически поляризовано, причем большая ось эллипса поляризации перпендикулярна видимой проекции магнитного поля. Степень эллиптичности и направление вращения электрич. вектора зависит от направления наблюдения по отношению к конусу, описываемому вектором скорости частицы вокруг магнитного поля. Для направлений наблюдения, лежащих на этом конусе, поляризация линейная.

С. и. первоначально было теоретически изучено (и наблюдается) для электронов в электронных ускорителях, в частности в *синхротроне*, откуда оно и получило название. В настоящее время наибольший интерес представляет С. и. космич. объектов. Было выяснено, что нетепловое космич. радиоизлучение, а



в отдельных случаях оптическое, а возможно, и рентгеновое излучение имеют синхротронную (магнитотормозную) природу. Доказательством послужили наблюдения поляризации радио- и оптич. излучения ряда небесных объектов. Согласно современным представлениям, релятивистские электроны, входящие в состав космических лучей, дают С. и. в космич. магнитных полях. Оно и наблюдается как нетепловое радиоили оптич. излучение.

Если электроны равномерно и изотропно распределены на луче зрения протяженностью  $L$  и имеют отнесенную к единице объема спектральную плотность  $N(\nu) = KE^{-\gamma}$ , а магнитное поле в среднем хаотично по направлениям, то интенсивность С. и. равна

$$I(\nu) = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) LKH^{(\gamma+1)/2} (6,26 \cdot 10^{18} / \nu)^{(\gamma-1)/2} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{стерад} \cdot \text{сек} \cdot \text{Гц},$$

где  $a(\gamma)$  — численный коэффициент, зависящий от показателя степени энергетич. спектра электронов и равный 0,283; 0,103; 0,0742 и 0,0725 соответственно при  $\gamma = 1; 2; 3$  и 4. Измеряя спектральную интенсивность наблюдаемого нетеплового космич. излучения, можно определить концентрацию и энергетич. спектр (т. е.  $K$  и  $\gamma$ ) релятивистских электронов в излучающей области, если известны ее размер  $L$  и напряженность магнитного поля  $H$ . Кроме того, поляризационные измерения дают сведения о структуре магнитного поля и свойствах среды в источниках космич. излучения и на пути от них. Т. о., изучение космич. С. и. позволяет получать информацию о релятивистских частицах и магнитных полях в удаленных областях Вселенной. Этим определяется значение синхротронного (магнитотормозного) излучения для астрофизики, физики космич. лучей, радиоастрономии и смежных дисциплин.

Лит.: 1) Владимирский В. В., «ЖЭТФ», 1948, т. 18, вып. 4, с. 392; 2) Westfold K. C., «Astrophys. J.», 1959, v. 130, № 1, p. 241; 3) Шкловский И. С., Космическое радиолучение, М., 1956; 4) Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963. С. И. Сыроватский.

**СИНХРОФАЗОТРОН** — кольцевой циклический резонансный ускоритель протонов на энергию 1 Бэе и выше с переменным магнитным полем и изменяющейся во времени пропорционально скорости протонов частотой ускоряющего электрич. поля, работающий по принципу автофазировки. С. — ускоритель, обеспечивающий в наст. время получение макс. энергий. Движение протонов происходит по прикл. постоянной равновесной (см. ниже) орбите в кольцевой вакуумной камере, помещенной в переменное магнитное поле системы магнитов, расположенных в определенном порядке по кольцу. В прямолинейных промежутках между магнитами (служащих для размещения ускоряющих электродов, устройств ввода и вывода пучка) магнитное поле спадает до нуля.

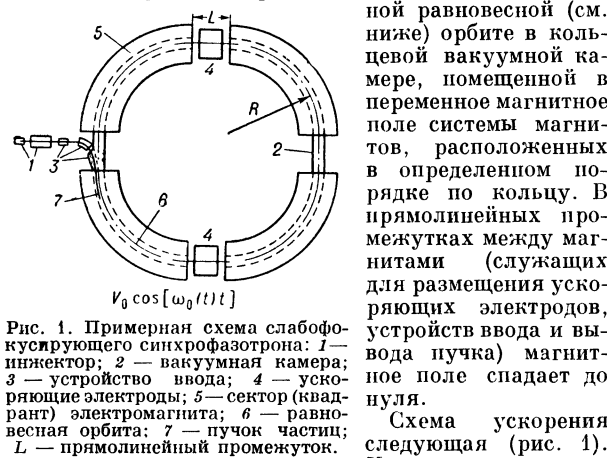


Рис. 1. Примерная схема слабофокусированного синхрофазотрона: 1 — инжектор; 2 — вакуумная камера; 3 — устройство ввода; 4 — ускоряющие электроды; 5 — сектор (квадрант) электромагнита; 6 — равновесная орбита; 7 — пучок частиц; L — прямолинейный промежуток.

Схема ускорения протонов следующая (рис. 1). Протоны, ускоренные в предварит. ускорителе — инжекторе 1, вводятся в кольцевую вакуумную камеру 2 с помощью спец. электромагнитной инжекторной системы 3, оканчивающейся инфлекторными пластинами с отклоняю-

$$R = mc\nu/eH(t), \quad (1)$$

щим электростатич. полем. Ускорение частиц осуществляется переменным высокочастотным (ВЧ) электрич. полем, приложенным к ускоряющим электродам 4. В магнитном поле  $H$  частицы могут двигаться по орбитам с радиусом кривизны

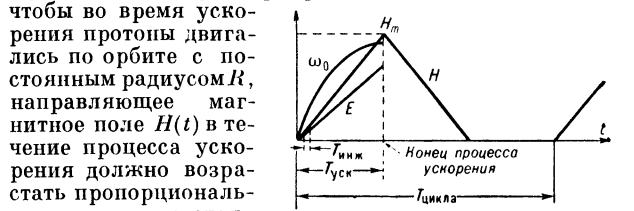


Рис. 2. Общий характер зависимости частоты ускоряющего поля  $\omega_0$ , напряженности магнитного поля  $H$  и энергии частицы  $E$  от времени  $t$ . Т. к. скорость протонов увеличивается, частота  $\omega_0(t)$  ускоряющего ВЧ поля должна расти пропорционально  $v$ , т. е.  $H(t)$  и  $\omega_0(t)$  во время ускорения должны изменяться в строгом соответствии друг с другом (рис. 2). В действительности движение протонов более сложное: они, как правило, не обращаются по орбите, составленной из дуг с радиусом (1), а совершают около нее колебания, к-рые наз. б е т а т р о н н ы м и, или с в о б о д н ы м и.

Устойчивость колебаний зависит от т. н. показателя магнитного поля  $n$ , характеризующего скорость изменения магнитного поля по радиусу в окрестности равновесной орбиты:

$$n = - \frac{\partial \ln H}{\partial \ln R}. \quad (2)$$

Т. о., в районе орбиты магнитное поле изменяется как  $1/R^n$ . В общем случае показатель  $n(\phi)$  зависит от азимута  $\phi$ . За меру устойчивости выбирают безразмерную частоту этих колебаний  $\nu$ , равную числу колебаний частицы за время одного оборота. Выбирая определенным образом конфигурацию магнитного поля, можно обеспечить сильную ( $\nu > 1$ ) или слабую ( $\nu < 1$ ) фокусировку (см. Фокусировка частиц в ускорителях).

Переменное напряжение частоты  $\omega_0$ , приложенное к ускоряющим электродам, равно или в  $q$  раз больше частоты обращения протона. Число  $q$  наз. к р а т н о с т ь ю у с к о р е н и я. Орбита, по к-рой протоны обращаются с частотой  $\omega(t) = \omega_0(t)/q$ , наз. р а в н о в е с н о й, или с р е д н е й, т. к. обычно она расположена в середине камеры. Чтобы эта орбита не смещалась в процессе ускорения, должна поддерживаться жесткая связь между значением магнитного поля  $H(t)$  и частотой  $\omega_0(t)$  [см. ниже ф-лу (4)]. Практически управлять магнитным полем невозможно. Магнитное поле изменяется так, как это задано системой питания, и к его изменению подстраивают значение частоты, с к-рым однозначно связана скорость равновесного протона (т. е. протона, двигающегося по равновесной орбите):

$$v = \Pi \omega_0 / 2\pi q. \quad (3)$$

В свою очередь, скорость  $v$  при заданном значении радиуса равновесной орбиты  $R = R_0$  однозначно связана, согласно (1), с магнитным полем:

$$f_0(t) = \omega_0 / 2\pi = qv(t) / \Pi = q \frac{R_0}{\pi} \frac{ecH(t)}{\sqrt{E_0^2 + e^2 R^2 H^2(t)}}, \quad (4)$$

где  $E_0$  — энергия покоя протона. Орбиты частиц с энергией, отличной от энергии равновесной частицы (но близкой к ней), имеют радиус кривизны  $R \neq R_0$ ; они пульсируют около равно-

весной орбиты. Такие пульсации наз. радиальными фазовыми. В такт с радиально-фазовыми колебаниями изменяется частота обращения  $\omega(t)$  этих частиц ( $\dot{\varphi} = \omega - \omega_0(t)/q$ ) и их фаза  $\varphi$ .

Имеются 3 основных вида С.: слабофокусирующей, сильнофокусирующей, С. с постоянными полями (кольцевые фазотроны, — существуют лишь модели таких ускорителей на электронах; см. Фазотрон). Основные элементы С. — инжектор, вводное устройство (инжекционная система), кольцевой магнит, ускоряющая ВЧ система, выводящее устройство (дефлектор).

Инжектором для С. обычно служит линейный ускоритель на энергию 10—100 Мэв. Из линейного ускорителя частицы поступают сгустками с небольшим разбросом по энергии. Для уменьшения этого разброса применяют разгруппирователь, работающий по принципу банчера (см. Линейный ускоритель). Энергия инжекции определяет значение напряженности магнитного поля, при к-ром начинается процесс ускорения. Это поле стараются выбрать как можно большим, т. к. чем больше поле, тем легче избежать отклонения магнитного поля от расчетного (легче допуска на магнитное поле). Обычно начальное значение напряженности магнитного поля  $H_i$  выбирают от 150 до 300э:  $H_i \approx H_m \sqrt{2w/\epsilon}$ , где  $H_m$  — макс. поле, а  $w$  и  $\epsilon$  — начальная и макс. энергии в Бэв. Увеличение  $w$  упрощает ВЧ систему, т. к. уменьшает коэфф. модуляции частоты  $c/v_i$  ( $v_i$  — начальная скорость протонов), но сильно осложняет конструкцию инжектора и вводного устройства. Рассматривается возможность создания С. на сотни Бэв, инжектором к-рого будет или линейный ускоритель на 1—3 Бэв или вспомогательный (бустерный) С. на 8—10 Бэв.

Инжектор характеризуется энергией пучка, монохроматичностью, током, длительностью импульса и фазовым объемом — т. н. эмитансом. Эмитанс характеризует угловую расходимость пучка и его поперечное сечение на выходе из инжектора; приближенно он равен произведению поперечного сечения пучка протонов на угловую расходимость в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. С. характеризуется своим фазовым объемом — адмитансом, определяемым приближенно как произведение поперечного сечения пучка и углов влета частиц в камеру С., при к-рых частицы не теряются из-за соударения со стенками камеры и инфлекторными пластинами. Адмитанс зависит от силы фокусировки, метода инжекции, степени вакуума в камере, точности изготовления магнита и т. п. Из инжектора протоны попадают в электромагнитную инжекторную систему, к-рая, не изменяя абс. величины эмитанса инжектора, изменяет углы и сечение пучка так, чтобы большинство частиц не соударилось со стенками камеры и инфлекторными пластинами.

В статич. системе адмитанс С. был бы равен нулю, т. е. рано или поздно все частицы соударились бы с инфлекторными пластинами вводного устройства. Чтобы осуществить инжекцию без соударения с пластинами, следует использовать динамич. эффекты (переменные электр. или магнитные поля).

Главные способы инжекции. Многооборотная инжекция использует переменность магнитного поля. Протоны впускаются в камеру при выключенном ускоряющем поле. Следовательно, из-за роста магнитного поля  $H(t)$  и постоянства импульса частиц  $mv$  радиус  $R(t)$  мгновенной орбиты постепенно уменьшается, и она проходит от внешней до внутр. стенки камер; уменьшение  $R$  за 1 оборот частицы равно:

$$\Delta R = -\alpha \frac{eR\pi^2}{4\pi w} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — т. н. коэфф. расширения орбит. Для слабофокусирующих магнитов  $\alpha = 2\pi R/\Pi(1-n)$ , а т. к. обычно  $n = 2/3$ , то  $\alpha \approx 3$ . Поэтому величина  $\Delta R$  в слабофокусирующих С. достаточно велика (от 4 до 15 мм). Этот уход орбиты обеспечивает движение частиц без соударения с инфлекторными пластинами.

Инжекция протонов обычно начинается, когда мгновенная орбита 4 проходит через входное устройство, расположенное ближе к внешней стенке камеры (рис. 3), и заканчивается через 150—300 мксек, когда орбита проходит середину камеры. За это время первые впущенные частицы успевают совершить  $\sim 100$  оборотов. Потери частиц при хорошей фокусировке инжекторных пластин составляют 10—30%. Затем включается ускоряющее ВЧ поле и происходит захват частиц в синхрофазотронный режим ускорения. Эффективность захвата при  $q = 1$  не превышает 30%, а обычно ниже. Это объясняется раскачкой радиально-фазовых колебаний и относительно небольшой площадью области устойчивости, ограниченной сепаратриссой (см. Фазовые колебания частиц в ускорителях). Увеличение захвата может быть достигнуто при ускорении с большой кратностью  $q$  (до 20—30).

Однооборотная инжекция. В сильнофокусирующих С.  $\alpha \approx 1/v^2 \sim 1/50$ ; поэтому  $\Delta R$  значительно меньше, чем ширина вводного пучка. Если искусств. способом не увеличить  $\Delta R$ , то при многооборотной инжекции все частицы погибли бы от соударения с инфлектором. Поэтому обычно применяют однооборотную инжекцию и быстро изменяющиеся электр. поля внутри камеры. Последние отклоняющие (инфлекторные) пластины (рис. 4) лежат вблизи внутр. и наружной стенок вакуумной камеры. Чтобы электр. поле между пластинами обеспечивало ввод протонов и не мешало их дальнейшему движению, протоны должны проходить область действия электр. поля не больше одного раза. Следовательно, продолжительность впуска частиц не может быть более

Рис. 4. Система ввода при однооборотной инжекции: 1 — линейный ускоритель; 2 — фокусирующая система из магнитных и электростатич. линз; 3 — инфлекторные пластины; 4 — равновесная орбита; 5 — вакуумная камера.

периода обращения (5—15 мксек) протонов. Напряжение на инфлекторе должно быть сброшено до нуля за время  $\lesssim 1$  мксек.

Процесс ускорения. После захвата частиц в синхрофазотронный режим начинается процесс ускорения. Обычно частота ускоряющего поля управляется датчиками изменяющегося во времени магнитного поля. Ошибка в частоте  $\Delta f$  приводит к смещению среднего радиуса орбиты в магнитных секторах на величину

$$\Delta R = \frac{\Pi}{2\pi} \frac{\alpha}{1-\alpha-\beta^2} \frac{\Delta f}{f_0}$$

( $\beta = v/c$ ). Точность функционального преобразователя импульсов датчиков в значении частоты обычно  $10^{-3}$ — $10^{-4}$ . Смещение орбиты регистрируется спец. сигнальными дифференциальными электродами, расположенными в камере. При приближении пучка к одному из электродов сигнал электростатич. наводки на нем увеличивается, автоматич. подстройка ча-

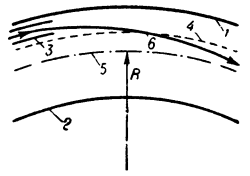


Рис. 3. Расположение инфлекторных пластин при многооборотной инжекции: 1, 2 — наружная и внутр. стенки камеры; 3 — инфлекторные пластины; 4 — мгновенная орбита протона; 5 — равновесная орбита (радиуса  $R$ ); 6 — траектория протона.

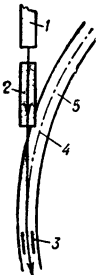


Рис. 4. Система ввода при однооборотной инжекции: 1 — линейный ускоритель; 2 — фокусирующая система из магнитных и электростатич. линз; 3 — инфлекторные пластины; 4 — равновесная орбита; 5 — вакуумная камера.

стоты смещает пучок в центр. положение в камере.

В среднем за каждый оборот протон набирает энергию  $eV_0 \cos \varphi_0 = \Pi \frac{eR}{c} \frac{\partial H}{\partial t}$ , где  $V_0$  — сумма напряжений всех ускоряющих электродов,  $\varphi_0$  — равновесная фаза. Протоны собираются в  $q$  сгустков, угловые размеры  $k$ -рых в начале ускорения  $\approx 3\varphi_0/q$ , а в дальнейшем (при  $\beta \sim 1$ ) уменьшаются примерно как  $H^{-1/4}$ ; в конце ускорения угловой размер сгустков  $\approx \pi/2q$ . В начале ускорения поперечное сечение пучка составляет значит. часть сечения камеры, но в процессе ускорения происходит сжатие орбит  $\sim H^{-\delta}$ , где  $1/2 < \delta < 1$ . На эту простую картину накладывается ряд возмущающих явлений. 1) М о г о к р а т н о е рассеяние протона на остаточном газе в камере приводит к расквашке колебаний и к потере нек-рой доли частиц из-за соударения с горизонт. стенками камеры. Обычно давление в камере выбирают  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст., так чтобы среднеквадратичная амплитуда вертикальных колебаний  $\langle z^2 \rangle$  вследствие рассеяния была бы в неск. раз меньше, чем  $0,4a$  ( $a$  — вертик. апертура камеры). 2) Р а с к а ч к а ф а з о в ы х колебаний. Частоты фазовых колебаний лежат обычно в области технич. частот от 100 гц до неск. кГц. В фазе и амплитуде ВЧ ускоряющего поля имеются шумы, а в системе питания магнита, помимо шумов, — регулярные пульсации. Особенно опасны регулярные колебания, близкие по частоте к фазовым. Все эти явления приводят к расквашке фазовых колебаний и к потере частиц. Опасны также скачки фазы ВЧ поля за время, значительно меньшее периода фазовых колебаний. Однако их вредное влияние ослабляется, если ВЧ система имеет автоматич. подстройку фазы ускоряющего поля. Датчиком положения центра ускоряемого сгустка, к-рому настраивается фаза ВЧ поля, равная  $\varphi_0$ , служат сигнальные электроды. 3) В о з м у щ е н и я м а г н и т н о г о поля. Ошибки конфигурации магнитного поля могут привести либо к искажению орбит, либо к потере устойчивости движения. Ошибки в величине магнитного поля вдоль орбиты деформируют ее. Наиболее опасны искажения, близкие по частоте повторения к частоте бетатронных колебаний (вертикальных  $\nu_z$  и радиальных  $\nu_R$ ). В слабофокусирующих С.  $\nu < 1$ , и наиболее опасны 1-я и 2-я гармоники искажений поля. В сильнофокусирующих С. большую роль играют высокие гармоники искажения поля и статистич. ошибки установки блоков магнитов. Ошибка в величине градиента поля, а также непостоянство его вдоль радиуса (т. н. нелинейности) особенно опасны в сильнофокусирующих С., т. к. в них довольно большая область устойчивости колебаний пересечена большим числом узких полос неустойчивости вблизи резонансных значений частот колебаний  $\nu_R$  и  $\nu_z$ , определяемых из равенства  $m_1 \nu_R + m_2 \nu_z = m_3$ , где  $m_1, m_2, m_3$  — целые числа (подробнее см. Фокусировка частиц в ускорителях).

При выборе силы фокусировки исходят из двух конкурирующих обстоятельств. Чем больше сила фокусировки, тем больше  $\nu$  и тем, следовательно, больше адмитанс идеального ускорителя [см. ниже (7)]. Это позволяет создавать ускорители с очень малой апертурой. С др. стороны, увеличение  $\nu$  повышает требования к точности изготовления и установки магнита. Это означает, что приходится увеличивать апертуру, чтобы искажения, вызванные неточностями, не привели бы к потере частиц. Обычно выбирают  $\nu$  между 8 и 14. При рассмотрении проектов на сверхбольшие энергии 200—1000 Бэв обсуждается возможность увеличения  $\nu$  до 50—60. Напротив, при энергиях  $< 10$  Бэв удобнее выбирать  $\nu < 1$ , т. к. в этом

случае сильно упрощаются требования к точности изготовления магнита и облегчаются условия для многооборотной инжекции.

**Интенсивность С. и вывод пучка.** Потери частиц в процессе синхрофазотронного ускорения происходят в 1-й период ускорения, когда энергия частиц мала, и редко достигают 50%. Обычно интенсивность выражается в числе частиц, ускоренных в 1 импульсе до макс. энергии, и в разных С. составляет  $\sim 10^{10}$  —  $10^{12}$ . Максимально возможная интенсивность определяется кулоновским взаимодействием пучка при палиции металлч. стенок камеры и в разных С. равна  $10^{12}$  —  $10^{14}$  частиц в импульсе. Практически интенсивность определяется не кулоновским взаимодействием, а характеристиками инжектора (исключение — бэватрон, в к-ром после реконструкции достигнута почти предельная интенсивность  $2 \cdot 10^{12}$ ). В конце цикла ускорения пучок сбрасывается на внутр. или внешнюю мишень или выводится из камеры.

**Метод сброса пучка на мишень.** 1) При выключении ускоряющего напряжения пучок сворачивается на внутреннюю или разворачивается на внешнюю мишень в зависимости от того, растет или спадает магнитное поле в момент выключения. 2) Изменяя по программе частоту ускоряющего поля, можно сместить орбиту в нужном направлении. Из-за насыщения краев магнитов в нек-рых случаях приходится применять пульсирующие мишени, к-рые вдвигаются в глубь камеры лишь к концу ускорения, а в момент инжекции не мешают движению частиц. Длительность импульса протонов на мишень порядка неск. мсек. Для удлинения этого импульса можно в конце ускорения постепенно выводить частицы из синхрофазотронного режима ускорения медленным снижением ускоряющего напряжения  $V_0$ . Вторичные частицы выходят из С. под разными углами в спец. экспериментальный зал с каналами для различных вторичных частиц ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезоны, антипротоны и т. д.) и разных значений их импульса.

**Вывод протонов** — сложная самостоят. задача. Выводящее устройство должно быть достаточно мощным, чтобы отклонить частицы с высокой энергией. С др. стороны, оно не должно мешать процессу ускорения. В слабофокусирующих С. обычно направляют пучок на тонкую мишень, в к-рой протоны теряют 10—12 Мэв и рассеиваются. Это приводит к увеличению амплитуды бетатронных колебаний на 5—10 см, и частица попадает в след. прямолинейном промежутке в щель спец. отклоняющего магнита, к-рый фокусирует и дополнительно отклоняет пучок. Обычно этого оказывается недостаточно, и в след. промежутке частицы еще раз отклоняются в спец. магните и выводятся наружу. Отклоняющие магниты вводятся ближе к орбите особым гидравлич. устройством. В сильнофокусирующих С. вместо мишени применяют ферритовую отклоняющую линию, в к-рой импульс магнитного поля нарастает за 0,15 мсек. Возможны и др. варианты вывода.

**Слабофокусирующие С.** Магнит С. состоит из секторов, разделенных четырьмя или большим числом прямолинейных промежутков  $L$ . Практически длина  $L$  выбирается из технич. и экономич. соображений, т. к. при  $L/R \sim 1/3$  частоты колебаний изменятся незначительно. Обычно  $n = 2/3$ . Верхняя граница  $n = 0,75$  — 0,8 (в зависимости от величины  $L/R$ ), при к-ром имеет место резонанс с радиальными или вертик. колебаниями; нижнее значение  $n = 0,5$  определяется резонансом связи радиальных и вертик. колебаний. В С. Аргонсской лаборатории (США)  $n = 0$ , а устойчивость движения обеспечивается краевой фокусировкой.

Магниты (С- или Ш-образной формы) состоят из пакетов, набранных из изолированных листов стали толщиной 1—1,5 см. Основные параметры С. приведены в табл. 1.

Сильнофокусирующие С. по принципу работы не отличаются от слабофокусирующих, но имеют др. систему фокусировки и конструкцию. Использование сильной фокусировки позволяет создавать магниты с малой апертурой и весом. Вдоль круглой орбиты расставлены магниты с разными по знаку показателями магнитного поля  $n$ , разделенные прямолиней-



Табл. 1. — Слабофокусирующие синхрофазотроны.

	Единицы измерения	Дубна ОИЯИ	США Бэватрон	США Космотрон	США ZGS	США PPA	Франция Сатурн	Англия Нимрод
Максимальная энергия	Бэв	10	6,2	3	12,5	3	2,5	8
Максимальное поле	кэ	13	15,4	13,8	21,5	14	15	13,8
Вес магнитов	Тыс. т	35	9,7	1,65	1,5	0,35	1,08	7
Радиус кривизны	м	28	15,2	9,1	22,3	9,1	8,42	18,78
Показатель $n$	—	0,67	0,6	0,6	0	0,58	0,6	0,6
Зазор магнитов	—	200 × 40	168 × 33	92 × 24	81 × 13,3	16,5 × 6,1	52 × 10,6	105 × 27
Число основных магнитов	шт.	4	4	4	8	16	4	8
Длина одного промежутка	м	8	6,1	3	4,4	0,6 и 1,8	4	4,3 и 3,3
Энергия инжекции	Мэв	9	20	3,6	50	3	3,6	15
Ускоряющее напряжение	кв	10	2	3	16	120	2,5	10
Частота ускоряющего поля	Мгц	0,18—1,45	0,35—2,47	0,36—4,18	4,2—13,3	2,5—30	0,76—8,71	1,4—8,2
Кратность	—	1	1	1	8	8	2	4
Время ускорения	сек	3,2	1	1	1	0,025	0,8	0,7
Число ускоренных частиц в 1 импульсе	10 <sup>11</sup>	0,6	20	2	15	0,02	0,3	0,1
Число импульсов в 1 мин	—	6	10	12	15	1140	19	30

ными промежутками. Обычно  $|n| \approx 200 - 300$ . Поэтому магниты с  $n > 0$  являются фокусирующими для вертикальных колебаний и дефокусирующими для радиальных (с  $n < 0$  — наоборот). Приняты системы расположения магнитов ФОДО и ФОФДОД [Ф обозначает фокусирующий магнит для радиальных колебаний, Д — дефокусирующий и О — прямолинейный промежуток], а также более сложные системы. Выбор системы связан с необходимостью иметь достаточно большие прямолинейные промежутки (для систем ввода, вывода, ускоряющих электродов), а также с возможностью поместить корректирующие магниты в подходящем месте (в частности, между двумя фокусирующими магнитами).

Адмитанс идеального ускорителя (т. е. ускорителя без инфлекторных пластин и с идеальным вакуумом) равен:

$$A = \pi^2 S^2 v_R v_z / R^2 F^2, \quad (7)$$

где  $S$  — поперечное сечение камеры, а форм-фактор  $F$ , характеризующий отличие формы бетатронных колебаний от синусоидальной, незначительно превышает 1 (обычно 1,5—2).

Отличит. особенностью сильнофокусирующих С. — нарушение фазовой устойчивости и перестройка картины фазовых колебаний при нек-рой критич. энергии  $E_{кр} = m_0 c^2 (\alpha^{-1/2} - 1)$ .

Чтобы не потерять частицы, необходимо совершить перебор фазы на  $2\phi_0$  в момент достижения критич. энергии. Ошибка во времени  $\tau$  перебора фазы может привести к возрастанию амплитуд фазовых колебаний и к потере частиц. Любая ошибка в частоте ускоряющего поля при критич. энергии интегрируется ( $\Delta\phi = \Delta\omega \cdot t$ ); поэтому переход через критич. энергию без потери частиц возможен лишь при регулировке фазы ВЧ непосредственно по пучку (с помощью сигнальных электродов). На рис. 5 показан разрез одного из магнитов С. на 70 Бэв в г. Серпухове. Полуоса магнитов имеют в средней части гиперболич. форму поверхности, несколько измененную к краям для получения постоянного значения градиента поля в возможной большей области. Фокусирующие и дефокусирующие магниты имеют одинаковую конструкцию и разное расположение вдоль орбиты. Коррекция магнитного поля осуществляется спец. корректирующими магнитами, помещенными в промежутках, и исправляющими обмотками. Параметры сильнофокусирующих С. приведены в табл. 2.

Возможные пути развития С. Основное внимание обращается не на разработку новых принципов, а на

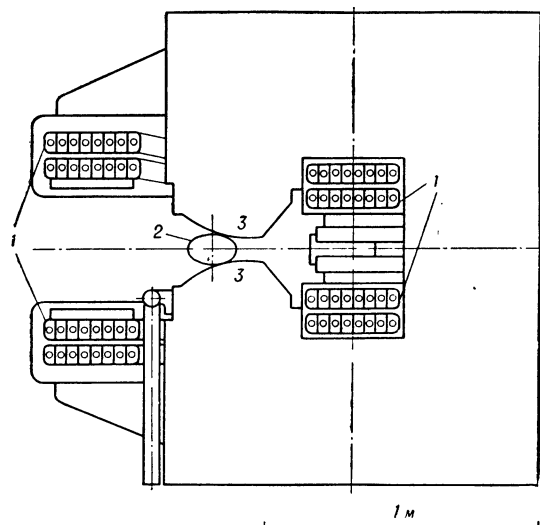


Рис. 5. Разрез одного из магнитов синхрофазотрона на 70 Бэв: 1 — обмотки магнита; 2 — сечение камеры; 3 — полюсные наконечники гиперболич. формы.

создание наиболее целесообразной, экономически выгодной конструкции ускорителя на сверхбольшей энергии. Общепризнано, что можно создать сильнофокусирующий С. на энергию до 1000 Бэв при относительно разумных размерах и стоимости. Основная задача — уменьшение поперечных размеров камеры, т. к. считается невозможным существование увеличения магнитного поля и уменьшения среднего радиуса. Все проекты сверхбольших ускорителей предусматривают создание бустерного ускорителя-инжектора на 8—10 Бэв. Для облегчения требований к точности конфигурации магнитного поля разрабатывается система автокоррекции магнитного поля в процессе ускорения. Раскачка бетатронных колебаний или искажение орбиты улавливается спец. сигнальными электродами и обрабатывается вычислит. машинами, команда от к-рых к системам коррекции поля подается автома-

Табл. 2. — Сильнофокусирующие синхрофазотроны.

	Единицы измерения	СССР Москва	СССР Серпухов (строится)	США AGS	Швейцария ЦЕРН
Максимальная энергия	Бэв	7,3	60—70	30	30
Максимальное магнитное поле	кэ	8,5	10—12	13	14,1
Вес магнитов	Тыс. т	2,5	20	4	3,4
Средний радиус орбиты	м	40	236	128,5	100
Радиус кривизны орбиты	м	31	194,2	85,4	70
Апертура камеры	см	11 × 8	17 × 11,5	15 × 6,5	14,5 × 7
Показатель $n$	—	460	—	357	288
Частота бетатронных колебаний (за 1 оборот)	—	12,75	9,7	8,34	6,14
Энергия инжекции	Мэв	3,8	100	50	50
Критическая энергия	Бэв	19,2	8,9	6,8	4,8
Число основных магнитов	шт.	98	120	240	100
Система расположения	—	ФОДО	ФОДО	ФОФДОДО	ФОФДОД
Ускоряющее напряжение	кв	10	350	180	110
$\cos \phi_0$	—	0,43	—	0,46	0,5
Частота ускоряющего поля	Мгц	0,67—8,31	2,8—6,1	1,4—4,5	2,9—9,5
Кратность	—	7	30	12	20
Число ускоренных частиц в 1 импульсе	10 <sup>11</sup>	0,2	—	4	7
Число импульсов в 1 мин	—	12	5—8	21	20

тически. Расчеты показывают, что в этом случае сечение камеры можно уменьшить до 3 см, а вес всех магнитов ускорителя, размещенных на среднем радиусе 3300 м, не будет превышать 10 000 т. Энергия инжекции также может быть снижена. Разрабатываются также системы, к-рые упрощают и удешевляют слабофокусирующие С. на энергию не свыше 12,5 Бэв. Продолжается работа по созданию безжелезных систем со сверхбольшими магнитными полями. Использование постоянных магнитных полей тоже находится в самом начале разработки. Выясняются возможности нелинейной сильной фокусировки.

Лит.: 1) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 2) Рабинович М. С., Основы теории синхротрона, «Тр. Физ. ин-та АН СССР», 1958, т. 10; 3) Ускорители. Сб. статей, пер. с нем. и англ., под ред. Б. Н. Яблокова, М., 1962 (перевод из Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 44, V. — [u. a.], 1959); 4) Труды 4-й Международной конференции по ускорителям, г. Дубна, 1963, 1964. М. С. Рабинович.

**СИНХРОЦИКЛОТРОН** ( ф а з о т р о н ) — циклический резонансный ускоритель протонов, дейтронов и α-частиц до энергий ~ 1000 Мэв с частотой переменного ускоряющего поля, изменяющейся пропорционально росту массы ускоряемой частицы. Подробнее см. *Фазотрон*.

**СИРЕНА** — акустический излучатель, действие к-рого основано на периодич. прерывании потока газа (или жидкости). Жидкостные С. принципиально не отличаются от газовых, но применяются сравнительно редко из-за трудности создания достаточно жесткой, колеблющейся синфазно конструкции для излучения в среду с большим акустич. сопротивлением (см. *Математ. акустический*).

По принципу работы С. делятся на динамические (вращающиеся) и пульсирующие. В последних, пока еще мало распространенных, перекрытие возд. потока осуществляется клапанами, приводимыми в движение с определенной частотой, или возвратно-поступат. движением заслонок, укрепленных на оси, совершающей крутильные колебания.

На рис. схематически показаны 2 типа динамич. С.: осевой а и радиальный б; в 1-м — возд. поток совпадает с осью вращения, во 2-м — направлен по радиусу перпендикулярно оси. В осевых С. диск 1 с отверстиями (ротор) вращается относительно неподвижного диска 3 (статора). В радиальных С. ротор 1 и статор 3 представляют собой 2 коаксиальные поверхности (обычно цилиндрические). Ротор вращается электродвигателем 2 (или газовой турбинкой). Воздух из камеры б поступает под давлением через отверстия в роторе и статоре, периодически прерываясь. Частота пульсации воздуха f определяется числом отверстий в роторе или статоре m и числом n оборотов ротора в минуту:  $f = mn/60$  [гц]. В спектре звука, излучаемого С., кроме основной частоты f, содержится большое количество гармоник, относит. величина к-рых зависит от давления воздуха (для различных типов С. оно колеблется от 0,1 до 5 ат) и от формы отверстий. При прямоугольных отверстиях импульс излучения имеет трапецеидальную форму, так что гармоники сильно выражены; при круглых — форма звуковой волны приближается к синусоидальной. Для создания нужной характеристики направленности звуковой волны С. снабжается рупорами 4 (обычно экспоненциальной формы), к-рые одновременно повышают кпд излучателя на низких частотах, или параболич. рефлекторами 5 (см. *Зеркало акустическое*).

С. представляет собой акустич. диполь (см. *Акустический излучатель*), создающий 2 волны, сдвинутые

по фазе на 180° и распространяющиеся в противоположные стороны. Поэтому возможно создание т. н. С. «обратного действия», в к-рой используется акустич. волна, распространяющаяся не по направлению движения газа, как в обычной С., а в противоположном, т. е. в камере высокого давления. Возможность использования «обратной» волны позволяет увеличить кпд и избавиться от воздуха, попадающего из С. в озвучиваемое пространство. Для этого в статоре делается число отверстий вдвое больше, чем в роторе, и эти отверстия через одно соединяются с камерой высокого давления и с вакуумной камерой. При работе в 1-й полупериод воздух выбрасывается через отверстия, создавая фазу сжатия, а во 2-й полупериод — засасывается обратно (фаза разрежения). Мощность излучения С. зависит от давления и расхода сжатого воздуха, а также от величины зазора между ротором и статором (у лучших образцов зазор не превышает 0,05 мм), размера и формы отверстий и нек-рых др. факторов.

Теоретически кпд С. с квадратными отверстиями может достигать 80%, а с круглыми — 50%, но практически он не превышает 40%. Частотный диапазон С. ограничен сверху частотами 80—100 кгц, по известным С., работающие на частотах до 600 кгц. Нижний предел частоты оповестит. С. 200—300 гц. Мощность С. может достигать десятков квт.

Воздушные динамич. С. применяются для сигнализации (тревожной, оповестительной) и для различных технологич. целей (для коагуляции мелкодисперсных аэрозолей, для разрушения пены, осаждения туманов, ускорения процессов тепло- и массообмена, ускорения яровизации семян и др. процессов).

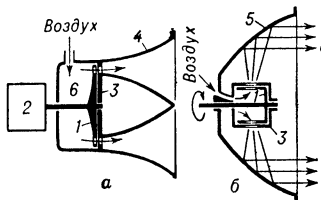
Лит.: 1) Гершгал Д. А., Фридман В. М., Ультразвуковая аппаратура, М.—Л., 1961; 2) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; 3) Кроуфорд А. Э., Ультразвуковая техника, пер. с англ., М., 1958. Ю. Я. Борисов.

**СИ СИСТЕМА ЕДИНИЦ** — см. *Международная система единиц*.

**СИСТЕМА ОТСЧЕТА** — в механике — совокупность системы координат и набора синхронизированных часов, размещенных в разных точках координатной системы. Т. к. положение тела может быть определено только по отношению к другим телам, то С. о. необходимо связана с нек-рой системой материальных тел. Система координат, грубо говоря, представляет собой набор масштабов (линеек), с помощью к-рых может быть зафиксировано положение движущихся тел в любой момент времени. Положение тел можно определять, пользуясь произвольной криволинейной координатной системой, однако особенно употребительной является прямоугольная декартова система координат x, y, z. Часы, расположенные в разных точках С. о., должны быть синхронизированы друг с другом. В принципе это может быть сделано с помощью послыки электромагнитных (напр., световых) сигналов. В момент времени t<sub>1</sub> по часам А световой сигнал отправляется из точки А в точку, где расположены часы В, отражается там и возвращается к часам А в момент времени t<sub>2</sub>. Предполагается, что скорость распространения сигнала «туда» и «обратно» одинакова (изотропность пространства), мы должны моменту прибытия сигнала в В сопоставить время  $t = 1/2 (t_1 + t_2)$ .

Наличие С. о. позволяет путем измерения координат движущейся материальной точки в различные моменты времени получить т. н. ур-ния движения  $x = x(t)$ ,  $y = y(t)$ ,  $z = z(t)$ , или в векторной форме  $r = r(t)$ , где r — радиус-вектор материальной точки.

С кинематич. точки зрения, движение может изучаться в произвольно выбранной С. о. Однако в большинстве задач динамики особыми преимуществами обладают т. н. и н е р ц и а л ь н ы е С. о., т. е. С. о.,



в к-рых выполняется закон инерции. В инерциальных С. о. для макроскопич. тел выполняется второй закон механики  $F = \frac{d}{dt}(mu)$ , где  $F$  — сила, действующая на тело,  $m$  — масса этого тела,  $u$  — его скорость. С высокой степенью точности, как показывает опыт, инерциальной С. о. является гелиоцентрическая С. о. (начало этой С. о. жестко связано с Солнцем, а координатные оси направлены на к.-л. три удаленные звезды). Классич. принцип относительности Галилея утверждает, что любая С. о., движущаяся по отношению к гелиоцентрической прямолинейно и равномерно, является также инерциальной С. о. и, следовательно, существует бесчисленное множество инерциальных С. о.

С. о., движущаяся по отношению к инерциальной ускоренно, не является инерциальной. В таких С. о. оказывается неприменимым и 2-й закон механики. Это проявляется в том, что в ускоренных С. о. тела движутся ускоренно и в отсутствие реальных сил взаимодействия между телами. Для того чтобы пользоваться 2-м законом механики в неинерциальных С. о., приходится вводить фиктивные (во всяком случае в рамках классич. механики) силы инерции (в частности, во вращающихся С. о. — т. н. центробежные силы и Кориолиса силы). Так, напр., геоцентрическая С. о. (жестко связанная с Землей), благодаря тому, что Земля обращается вокруг Солнца и вращается вокруг собственной оси, не является инерциальной. Это проявляется в ряде наблюдаемых эффектов, «вызываемых» силами инерции (отклонение падающих тел к востоку, движение Фуко маятника и т. д.). Однако вследствие малости этих эффектов, во многих задачах земной механики геоцентрическую С. о. можно приближенно считать инерциальной.

Лит.: Хайкин С. Э., Физические основы механики, М., 1963, гл. II, § 7, с. 34, гл. III, § 16, с. 70.

М. С. Рыжкин.

**СИСТЕМАТИКА ИЗОТОПОВ** — область ядерной физики, в к-рой изучается проблема рациональной классификации изотопов, отображающей взаимосвязь ядер атомов различных химич. элементов и закономерности в их основных свойствах (массах, бета-устойчивости, распространенности, моментах и др.).

**СИСТЕМАТИКА КРИСТАЛЛОВ** — разделение кристаллов по геометрическим и физич. признакам. В кристаллофизике пользуются делением кристаллов на 7 систем (сингоний) по характеру констант решетчатой структуры; на 32 класса кристаллов — по макросимметрии и на 230 пространственных групп по микросимметрии.

**СИСТЕМАТИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ** — см. *Элементарные частицы*.

**СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ** — совокупности основных и производных единиц измерения физ. величин, охватывающие определенные области измерений (механич., электрич., тепловые измерения и т. д.).

В качестве основных ед. выбирают не зависящие от ед., к-рые можно воспроизвести в виде возможно более точных эталонов. Производные ед. определяют через основные при помощи ур-ний, представляющих математич. запись законов физики. Ур-ние, связывающее физ. величину, ед. измерения к-рой определяется, с физ. величинами, для к-рых ед. уже установлены, должно быть достаточно простым, чтобы искомую величину можно было выразить в явном виде. Если во всех определит. ур-ниях, записанных в явной форме по отношению к искомому ед. измерений, удается избавиться от коэфф. пропорциональности, приравняв их безразмерной ед., то полученная С. е. наз. когерентной (согласованной). К когерентным С. е. относятся: *Международная система единиц*, *СГС система единиц* и др. Главное преимущество когерентных С. е. по сравнению с произ-

вольно установленными ед. в том, что в 1-м случае ф-лы, выражающие зависимости между физ. величинами, одновременно выражают и математич. зависимости между их численными значениями.

Принципиально количество основных ед. может быть произвольным [1], но ряд условий (возможность точного воспроизведения ед., стремление свести к минимуму число производных ед. с одинаковой размерностью и др.) приводит к тому, что число основных ед. для к.-л. конкретной области измерений не превышает 4. В связи с тем, что все физ. явления происходят в пространстве и во времени, за основные ед. принимают в первую очередь единицы длины и времени. 3-й основной ед., как правило, служит ед. массы (см., напр., *Гаусса система*, *МКС система единиц*), но есть С. е., где за основную берут единицу др. величины, напр. силы (см. *МКГСС система единиц*). С. е. с основными ед. измерения длины, массы и времени наз. абсолютными. В области электрич. измерений 4-я основная ед.—ампер (см. *МКСА система единиц*), в фотометрии — свеча (см. *Световые единицы*) и т. д. В Международной системе единиц, охватывающей все области физ. измерений, установлено 6 основных ед. (м, кг, сек, а, °К, св).

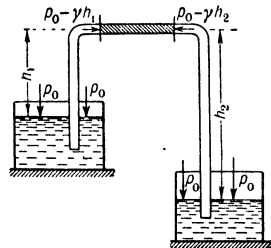
Выбранным основным ед. приписываются собств. (независимые) размерности: длины —  $L$ , массы —  $M$ , времени —  $T$ , силы тока —  $I$ , темп-ры —  $\theta$ , силы света —  $J$ . Размерности производных ед. определяются ф-лами размерностей (см. *Размерностей анализа*), выражающими в символич. (буквенной) форме генетич. связь производных и основных ед. Ф-лы размерности, записанные в виде  $[A] = L^p M^q T^r$  ( $[A]$  — размерность производной ед.  $p, q, r$  — целые положит. или отрицат. числа в когерентных С. е.), определяют единицы по роду основных величин, а в форме  $M^p \cdot \text{кг}^q \cdot \text{сек}^r$  — по размеру (масштабу). Размеры основных ед. подбирают так, чтобы на практике было удобно применять всю С. е.

Кроме рассмотренных типов С. е., были предложены т. н. *естественные системы единиц*, основанные на универсальных физ. постоянных — мировых константах. Эти С. е. удобны при построении ряда физ. теорий, но для измерений не применяются, т. к. размеры их единиц не удовлетворяют требованиям практики.

Лит.: 1) Беклемешев А. В., Меры и единицы физических величин, М., 1962; 2) Бурдуи Г. Д., Единицы физических величин, М., 1963.

**СИФОН** — изогнутая трубка с коленами разной длины, по к-рой переливается жидкость из сосуда с более высоким уровнем в сосуд с более низким уровнем, причем верхнее сечение трубки расположено выше уровня жидкости в верхнем сосуде (см. рис.). Чтобы С. начал работать, необходимо его предварительно заполнить жидкостью. Действие С. объясняется тем, что к объему жидкости в верхней части С. приложено давление со стороны верхнего резервуара большее, чем со стороны нижнего; так, в начальный момент течения давление со стороны верхнего резервуара равно  $p_0 - \gamma h_1$ , а давление со стороны нижнего  $p_0 - \gamma h_2$ , где  $\gamma$  — удельный вес жидкости, а  $p_0$  — давление на свободную поверхность жидкости.

При тении жидкости по С. в верхней его части устанавливается давление, пониженное по сравнению с  $p_0$ . Падение давления здесь тем больше, чем больше высота подъема и потеря энергии жидкости на сопротивление трубки. Это обстоятельство ограничивает



высоту подъема жидкости в С., т. к. при давлении в потоке ниже нек-рого предельного давления возникает *кавитация* и происходит разрыв столба жидкости. Действие С. возможно поэтому лишь в том случае, если высота подъема жидкости меньше предельной высоты, когда начинается кавитация. При перекачивании с помощью С. холодной воды, находящейся под атм. давлением, предельная высота ее подъема в С. обычно не превосходит 6—7 м.

**СКАЛЫВАНИЕ** — синоним деформации *сдвига*, обычно употребляемый применительно к анизотропным телам волокнистой структуры (дереву и т. п.) и преимущественно к тем площадкам, сопротивление сдвигу по к-рым характерно для данного материала. Так, для дерева различают С. вдоль волокон и поперек.

**СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ** (*sc*-поле) в *квантовой теории полей* — поле, к-рое остается инвариантным как при непрерывных *Лоренца преобразованиях*, так и при отражениях. С. п. есть поле частиц, не обладающих спином. Свободное С. п. неотличимо от *псевдоскалярного поля*.

Лит. см. в ст. *Псевдоскалярное поле*.

**СКАНДИЙ** (Scandium), Sc — хим. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 21, ат. в. 44,956. Состоит из 1 стабильного изотопа Sc<sup>45</sup>. Важнейший радиоактивный (β<sup>-</sup>) изотоп Sc<sup>46</sup> (T<sub>1/2</sub> = 84 дня). Электронная конфигурация 3d<sup>1</sup>4s<sup>2</sup>. Энергия ионизации (эв) Sc<sup>0</sup> → Sc<sup>+</sup> → Sc<sup>2+</sup> → Sc<sup>3+</sup> 6,7; 12,8 и 26,19.

С. — мягкий металл с серебристым блеском, кристаллич. решетка гексагональная плотноупакованная, a = 3,308 Å, c = 5,265 Å (20°, все темп-ры в °C). Атомный радиус 1,62 Å, ионный радиус Sc<sup>3+</sup> 0,81 Å. Плотность (г/см<sup>3</sup>) 3,0, рентгенографическая 2,992. t<sub>пл</sub> 1539°, t<sub>кип</sub> 2730°. Теплоты плавления и испарения (ккал/г-атом) 3,8 и 81. При 1400—1450° в вакууме С. быстро улетучивается. Уд. теплоемкость 0,13 ккал/г-град (20°). Теплоемкость жидкого С. 9,00 ккал/г-ат-град. Коэфф. термич. расширения 11,4 · 10<sup>-6</sup> (400°). Коэфф. теплопроводности 0,027 ккал/см · сек · град (25°). Уд. электросопротивление 70,7 мком · см (26°), темп-рный коэфф. электросопротивления 2,463 · 10<sup>-3</sup>. Работа выхода 3,23 эв. Уд. магнитная восприимчивость 0,18 · 10<sup>-6</sup> (25°). Твердость по Бринелю 143 кг/мм<sup>2</sup>, предел прочности 25—30 кг/мм<sup>2</sup>.

С. 3-валентен. По химич. свойствам близок к редкоземельным элементам. Склонен к образованию комплексных соединений. Применяется в производстве жаростойких сплавов, ферритов, светящихся экранов; повышает устойчивость работы катодов. Применяется в медицине.

Лит.: 1) Коган Б. И., Названова В. А., Скандий, М., 1963; 2) Скандий. Сб. переводов, М., 1958; 3) Коган Б. И., Названова В. А., Возможные области применения скандия, М., 1963 (Обзор). А. М. Егоров.

**СКАЧОК КОНДЕНСАЦИИ** — особая форма скачка уплотнения, возникающая в ускоряющемся сверхзвуковом потоке газа в результате конденсации содержащихся в нем паров воды. При увеличении скорости текущего газа, темп-ра торможения T<sub>0</sub> к-рого постоянна, его статич. темп-ра монотонно убывает в соответствии с ур-нием:  $T = T_0 / (1 + \frac{k-1}{2} M^2)$ ,

где k = c<sub>p</sub>/c<sub>v</sub> — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, M — число Маха (см. *М-число*). Для заданной абс. влажности воздуха a [г/м<sup>3</sup>] относит. влажность r возрастает по мере понижения темп-ры; при этом в случае достаточно быстрого падения темп-ры и малого количества ядер конденсации возникает существ. переохлаждение (перенасыщение) водяных паров. В результате практически мгновенной конденсации паров и соответствующего выделения скрытого тепла испарения возникает скачок уплотнения, отличающийся от обычных изменением

полного теплосодержания газа в направлениях нормали к фронту скачка. При T<sub>0</sub> ≈ 300° K и относит. влажности r ≈ 50% С. к. возникает при числе M ≈ 1,2. С. к., наблюдающиеся в аэродинамич. трубах, обычно имеют x-образную форму. Образование С. к. приводит к существ. неравномерности поля скорости в рабочей части; поэтому совр. *аэродинамические трубы* оборудуются спец. установками для осушения воздуха.

Лит.: Данилов А. С., О течении влажного воздуха в соплах аэродинамических труб, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н. Мех. и машиностроение», 1960, № 6, с. 24; Андреев В. А., Беленький С. З., Влияние конденсации паров на сверхзвуковые течения, [М.], 1946. М. Я. Юделович.

**СКАЧОК УПЛОТНЕНИЯ** (ударная волна) — характерная для *сверхзвукового течения* область, в к-рой происходит резкое увеличение давления, плотности и темп-ры и соответствующее уменьшение скорости течения газа. Для относительно низких темп-р, когда физико-химич. превращениями в газе можно пренебрегать, толщина С. у. имеет порядок средней длины пробега молекул. Поэтому в большинстве задач газовой динамики толщиной С. у. пренебрегают. О физич. явлениях, происходящих в С. у., см. *Ударная волна*.

Различают 2 основных типа элементарных С. у. — прямой скачок, в к-ром не происходит изменения направления вектора скорости, и косой скачок, в к-ром вектор скорости поворачивается на нек-рый угол θ (криволинейный С. у. можно рассматривать как сумму скачков с меняющимся значением θ).

Для прямого С. у. в результате совместного решения ур-ний сохранения массы, энергии и количества движения и ур-ния состояния газа можно получить простые соотношения, характеризующие изменение параметров газа в скачке. Кинематическое соотношение имеет вид: λ<sub>н</sub>λ<sub>1</sub> = 1, где λ<sub>н</sub> = v<sub>н</sub>/a\* — безразмерная скорость газа перед скачком, λ<sub>1</sub> — то же за скачком, a\* = √(2kgRT<sub>0</sub>/(k+1)) — критич. скорость, а T<sub>0</sub> = T<sub>н</sub> + Av<sub>н</sub><sup>2</sup>/2gc<sub>p</sub> — темп-ра заторможенного газа, k = c<sub>p</sub>/c<sub>v</sub> — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, g — ускорение силы тяжести, R — газовая постоянная, v<sub>н</sub> — скорость набегающего потока, A — механич. эквивалент тепла. Степень сжатия в С. у. ρ<sub>1</sub>/ρ<sub>н</sub> = λ<sub>н</sub><sup>2</sup>, где ρ<sub>н</sub> и ρ<sub>1</sub> — плотности газа до и после С. у.; повышение темп-ры и давления выразится ф-лами:

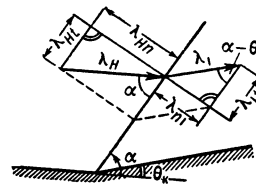


Рис. 1.

$$\frac{T_1}{T_n} = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_n^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}, \quad \frac{p_1}{p_n} = \frac{\lambda_n^3 - \frac{k-1}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_n^2}$$

Для косого С. у. приведенные соотношения справедливы, если рассматривать нормальную составляющую скорости λ<sub>нн</sub> = λ<sub>н</sub> sin α, где α — угол между скоростью λ<sub>н</sub> и С. у. (рис. 1). Для плоского косого С. у. повышение давлений определяется ф-лой

$$\frac{p_1}{p_n} = \frac{\lambda_n^3 \left[ 1 - \frac{4k}{(k+1)^2} \cos^2 \alpha \right] - \frac{k-1}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_n^2}$$

аналогичные зависимости можно получить для плотности и др. Т. о., оказывается возможным рассчитать параметры течения за С. у. по заданным параметрам перед ним и известной форме поверхности скачка. Однако в большинстве практически встречающихся задач известна не форма поверхности С. у., а форма

обтекаемого тела. В этом случае задача усложняется, и получение зависимости в конечной форме невозможно. Применение электронно-вычислительных машин дало возможность получить решения двухмерных осесимметричных и неких пространственных течений в широком диапазоне чисел  $M_H = v_H/a_H \leq \infty$  с учетом неравновесных процессов диссоциации и ионизации газа. Результаты решений обычно приводятся в форме таблиц и графиков.

Для относительно простого случая обтекания плоского клина идеальным недиссоциирующим газом графики основных зависимостей приведены на рис. 2. На рис. 2, а приведены зависимости угла наклона ударной вол-

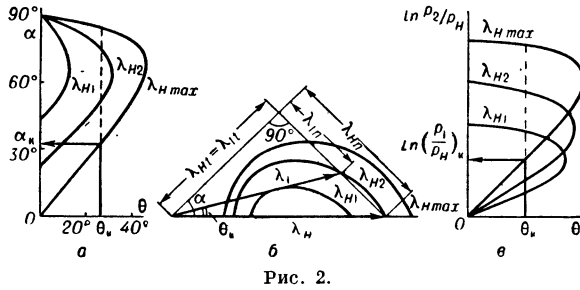


Рис. 2.

ны  $\alpha$  от угла клина  $\theta_k$  и безразмерной скорости  $\lambda_H$  набегающего потока; на рис. 2, б дана в полярных координатах зависимость скорости  $\lambda_1$  за ударной волной от  $\lambda_H$  и  $\theta_k$  (т. н. ударная полляра); на рис. 2, в дана зависимость отношения давлений  $p_1/p_H$  в С. у. от  $\lambda_H$  и  $\theta_k$ . Из рис. 2 следует, что для заданных  $\lambda_H$  и  $\theta_k$  решение, получающееся при определении величин  $\alpha$ ,  $\lambda_1$  и  $p_1/p_H$ , неоднозначно. Практически в рассматриваемом течении реализуются меньшие значения  $\alpha$  и  $p_1/p_H$  и большие значения  $\lambda_1$ . Для каждого значения  $\lambda_H$  имеется предельное значение  $\theta_{пр}$ ; при обтекании клина с углом  $\theta_k > \theta_{пр}$  образуется отогшей криволинейный С. у. (рис. 3).

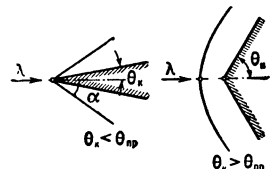


Рис. 3.

Затабулированные или графич. зависимости (рис. 2) параметров течения в косом С. у. дают возможность решать задачи сложного взаимодействия ударных волн. Приведем неск. примеров для двухмерных течений. В случае простого отражения С. у. от твердой стенки (рис. 4, а) скорость  $\lambda_1$  направлена под углом  $\alpha_1$  к плоскости падающего С. у. При прохождении через С. у. направление скорости меняется на угол  $\theta_1$ , а ее величина уменьшается ( $\lambda_2 < \lambda_1$ ). За отраженным возмущением направление скорости должно измениться на угол  $\theta_2 = \theta_1$  (направления  $\lambda_1$  и  $\lambda_3$  совпадают с направлением стенки), при этом ее величина уменьшится до  $\lambda_3 < \lambda_2$ . Соответственно давление  $p_3 > p_2 > p_1$ , т. е. отраженное возмущение будет С. у. Численные значения параметров за С. у. получают из вышеупомянутых таблиц или графиков.

Если при заданном значении  $\lambda_1$  увеличивать угол  $\alpha_1$ , то можно получить решение, при котором давление за отраженным С. у. равно давлению за прямым С. у. В этом случае реализуется форма отражения, представленная на рис. 4, б. В точке разветвления С. у. образуется поверхность тангенциального разрыва, при пересечении к-рой статич. давление постоянно, а скорость, темп-ра, плотность и энтропия терят разрыв. При отражении С. у. от поверхности тока, отделяющей область сверхзвукового течения от неподвиж-

ного газа (рис. 4, в), условия на поверхности тока аналогичны условиям на поверхности тангенциального разрыва (рис. 4, б). Характер же течения в области 2 за падающим С. у. такой же, как и в области 2

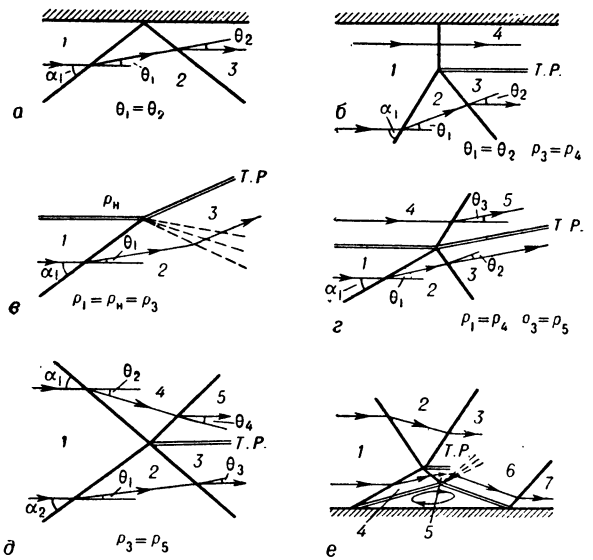


Рис. 4.

(рис. 4, а), но за отраженным возмущением давление  $p_3 = p_1 < p_2$ , следовательно, отраженное возмущение будет волной (веером волн) разрежения и  $\lambda_3 > \lambda_2$ .

Более сложным является случай, когда поверхность тока разделяет два сверхзвуковых потока с различной скоростью (рис. 4, з). Для обеспечения равенства давлений  $p_3 = p_5$  поверхность тока в точке пересечения С. у. может иметь излом, и между областями 4 и 5 возникает С. у. В зависимости от конкретных значений  $\lambda_1$ ,  $\lambda_4$  и  $\alpha_1$  возмущение, разделяющее области 2 и 3, может быть С. у. или волнами разрежения.

При пересечении двух С. у. (рис. 4, д) вектор скорости  $\lambda_1$  встречает С. у. под углами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , поворачиваясь за ними на углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . За отраженными С. у. векторы скорости  $\lambda_3$  и  $\lambda_5$  должны быть параллельны; при этом между областями 3 и 5 возникает поверхность тангенциального разрыва. В случае  $\alpha_1 = \alpha_2$ ,  $\lambda_3 = \lambda_5$  и тангенциальный разрыв отсутствует.

Рассмотренные примеры не исчерпывают все возможные случаи пересечения и отражения С. у. Кроме того, они приведены для течений идеального газа с нулевой вязкостью. Если же газ вязкий, вблизи поверхности имеется пограничный слой и рассмотренная выше картина отражения С. у. от твердой поверхности существенно усложняется. В этом случае, при перепаде давления в С. у. больше критического, пограничный слой отрывается от твердой поверхности и образуется зона вихревого течения (рис. 4, е). Величина критич. перепада давлений зависит от безразмерной скорости  $\lambda$  и числа Рейнольдса  $Re$  в потоке перед ударной волной, а также от характера течения в пограничном слое [3].

Лит.: 1) За у э р Р., Введение в газовую динамику, пер. с нем., М.—Л., 1947; 2) Вуст В., К теории разветвленных скачков уплотнения, в кн.: Газовая динамика, сб. статей, пер. с англ. и нем., М., 1950, стр. 131—43; 3) Boundary layer effects in aerodynamics, L., 1955 (Д. 8. р. 1). М. Я. Юдашова.

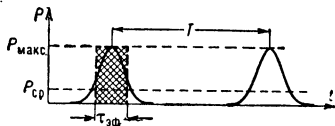
**СКВАЖНОСТЬ** — безразмерный коэфф.  $Q$ , характеризующий периодический импульсный процесс, численно равный отношению периода  $T$  повторения импульса к его эффективной продолжительности  $\tau_{эф}$ . Последняя представляет собой продолжитель-

ность прямоугольного импульса, энергетически эквивалентного данному (рис.):

$$\tau_{эф} = \frac{1}{P_{\max}} \int_0^T P(t) dt.$$

Т. о.  $Q = T/\tau_{эф} = P_{\max}/P_{\text{ср}}$ , где  $P_{\text{ср}} = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt$ .

В импульсной радиолокации  $Q \approx 10^2 - 10^4$  (при непре-



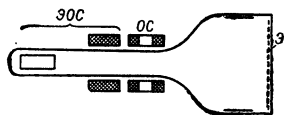
рывной работе передатчика  $Q = 1$ ). Если, напр.,  $Q = 10^4$ , а  $P_{\max} = 100 \text{ квт}$ , то  $P_{\text{ср}} = 10 \text{ вт}$ . Обратная величина  $S$  наз. коэффициентом заполнения.

Лит.: Мигулин В. В., Лекции по основам радиолокации, М., 1958. А. А. Брандт.

**СКЕЛЕТНЫЕ ФОРМЫ КРИСТАЛЛОВ** — разнообразные формы недоразвитых кристаллов. Примеры: звездочки снежинок, морозные узоры на стеклах, ветвистые формы (дендриты) кристаллов Fe, S, Bi,  $\text{NH}_4\text{Cl}$ ,  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  и др. Образованию С. ф. к. способствует большая вязкость среды, где образуются кристаллы, кристаллизация в тонких слоях на поверхности постороннего тела при высыхании растворов или на поверхности охлаждаемого расплава. Причиной образования С. ф. к. часто служит слишком большая степень пересыщения раствора или переохлаждения расплава. С. ф. к. являются неравновесными формами. Находясь длительно в насыщенном растворе, дендриты  $\text{NH}_4\text{Cl}$  постепенно принимают равновесную форму многогранника с закругленными вершинами и ребрами.

Лит.: 1) Шубников А. В., Образование кристаллов, М.—Л., 1947; 2) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллизация, М., 1953; 3) Бакли Г., Рост кристаллов, пер. с англ., М., 1954; 4) Кристаллизация и фазовые переходы [Сб. статей], Минск, 1962. А. В. Шубников.

**СКИАТРОН** — электронно-лучевой прибор для преобразования электрич. сигналов в видимое изображение, основанный на окрашивании ионных кристаллов под действием электронного пучка (см. рис.).



Вместо обычного люминесцентного экрана в С. экран Э образуется микроструктурным слоем полупрозрачных щелочно-галогидных кристаллов, чаще всего  $\text{KCl}$ . Узкий пучок электронов, ускоренных до энергии 10—15 кв, формируется электроннооптич. системой ЭОС и отклоняется отклоняющей системой ОС. Проникая в вещество экрана, электроны пучка освобождают электроны кристалла, к-рые локализуются в дефектах кристаллич. решетки (напр., в узлах решетки, в к-рых отсутствуют отрицат. ионы галоида), и образуют центры (Ф-центры), характеризующиеся определенной полосой поглощения в видимой области спектра. Вследствие этого в местах воздействия электронного пучка прозрачный экран окрашивается в цвет, дополнительный к цвету поглощения. Для F-центров  $\text{KCl}$  полоса поглощения лежит в зеленой области спектра; поэтому след пучка на экране — фиолетовый. Интенсивность окраски зависит от произведения плотности электронного потока на время воздействия, т. е. от количества зарядов, вносимых пучком на ед. поверхности экрана. При отсутствии дополнительных энергетич. воздействий (свет, тепло и т. п.), могущих освободить захваченные электроны, окрашенное состояние экрана сохраняется очень долго. Для обесцвечивания экрана и подготовки

к новой записи его нагревают либо облучением либо током через прозрачный проводящий слой, поверх к-рого наносится экран. Регулируя степень нагрева, процесс стирания можно сочетать с записью новой информации, когда наряду с интенсивной окраской новых данных сохраняется более слабый след предшествующей записи, что бывает удобно для индикации целей в радиолокации. Достоинства С.: способность интегрировать (накапливать) визуальное воспринимаемую информацию и сохранять ее длит. время (напр., при осциллографировании однократных процессов), сохранение контраста при высокой внешней освещенности; возможность проектировать изображение на большой экран, т. к. необходимая яркость обеспечивается мощным внешним источником света. Недостатки С.: низкая по сравнению с трубками с люминофорным экраном скорость воспроизведения информации, инерционность стирания (неск. сек) и сравнительно невысокая контрастность изображения.

Лит.: Муляров М. Я., Электронно-лучевые приборы, М.—Л., 1954. В. Л. Герус.

**СКИН-ЭФФЕКТ** (поверхностный эффект) — неоднородное распределение переменного тока по сечению проводника. Часто С. э. наблюдается весьма отчетливо: ток течет в основном в узком поверхностном слое проводника (скин-слои) и практически отсутствует в глубине. Аналогично распределено и электромагнитное поле в проводнике, однозначно связанное с током. Своим происхождением С.-э. обязан электронам проводимости, к-рые под влиянием внешнего переменного поля создают внутри проводника поле, ослабляющее внешнее. С. э. проявляется, в общих чертах, одинаково у металлов, в плазме, в ионосфере (на коротких волнах), на поверхности моря и в др. средах, обладающих заметной проводимостью. Для определенности ниже рассматривается С. э. в металлах. Толщина скин-слоя  $\delta$  зависит от частоты тока и свойств проводника, однако в практич. важных случаях величина  $\delta$  мала по сравнению как с размерами проводника, так и длиной волны  $\lambda$  поля, существующего вне проводника. Благодаря этому в металле независимо от формы образца и конфигурации внешнего поля существуют лишь параллельные (близлежащему участку поверхности) компоненты поля  $E$  и  $H$ , зависящие от расстояния  $z$  до поверхности.

В зависимости от соотношения между  $\delta$  и характерным расстоянием  $l$  (к-рое электрон успевает пройти в металле за время  $t$  между соударениями или за период поля  $T = 2\pi/\omega$ ) различают нормальный и аномальный С.-э. Нормальный С.-э. характеризуется соотношением  $l \ll \delta$ . Т. к. поле заметно меняется на расстоянии  $\delta$ , то в этом случае электрон практически находится в однородном поле. Поэтому плотность тока  $j(z)$  в нек-рой точке  $z$  определяется полем  $E(z)$  в той же точке. В области низких частот (включая радиодиапазон) роль  $l$  обычно играет длина свободного пробега. Т. к. величина  $\delta$  увеличивается с уменьшением  $\omega$  (при  $\omega = 0, \delta \rightarrow \infty$ ), то при низких частотах  $l \ll \delta$  и С.-э. является нормальным. В области достаточно больших частот (оптич. часть спектра) в качестве  $l$  выступает проходное электронное за период поля  $T$  расстояние, к-рое оказывается  $\ll \delta$ , и С.-э. также является нормальным. При дальнейшем увеличении частоты, обычно в области ультрафиолетового излучения,  $\delta$  быстро растет, металл оказывается прозрачным и С.-э. исчезает (энергия электромагнитного кванта становится  $\gg$  макс. энергии электронов и поглощение не происходит).

На загрязненных металлич. образцах рассеяние электронов происходит гл. обр. на примесных атомах, поэтому их длина свободного пробега практически не зависит от темп-ры и достаточно мала. В этом случае две области частот нормального С.-э. непрерывно пере-



ходят одна в другую и С.-э всегда является нормальным. В достаточно чистых металлах длина свободного пробега определяется взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки и зависит от темп-ры, благодаря чему при низких темп-рах существует область частот (обычно это сантиметровый диапазон и инфракрасная часть спектра), в к-рой  $l \gg \delta$ , что характеризует аномальный С.-э. Для хорошего проводника при  $\lambda=1$  см темп-ра  $T \approx 100^\circ\text{K}$  является переходной: выше нее имеет место нормальный С.-э., ниже — аномальный. В случае  $l \gg \delta$  плотность тока  $j(z)$  определяется полем  $E(z')$ , причем точка  $z'$  может принадлежать достаточно большой (порядка  $l$ ) окрестности точки  $z$ .

Количественно С.-э. описывается микроскопич. ур-ниями Максвелла (см. Лоренца—Максвелла уравнения):

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}; \quad \text{rot } H = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1)$$

для решения к-рых необходимо знать зависимость тока от электромагнитного поля (среда предполагается немагнитной и изотропной).

В случае нормального С.-э. ур-ния (1) можно переписать в виде:

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}; \quad \text{rot } H = \frac{e'}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $e'$  — зависит от свойств проводника и частоты поля  $\omega$ . В низкочастотной области нормального С.-э. справедлив закон Ома:  $j = \sigma E$ , где  $\sigma$  — проводимость по постоянному току.  $e'$  здесь определяется равенством:  $\epsilon'_H = -4\pi i \sigma / \omega$  (т. е. током смещения, членом  $\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$  при этом следует пренебречь). В высокочастотной области нормального С.-э.  $\epsilon'_H = -\omega_p^2 / \omega^2$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота электронов проводимости, ее обычный порядок  $10^{16} \text{ сек}^{-1}$  (см. Плазма твердых тел).

Решением ур-ний (2) определяется затухающее поле внутри металла:

$$E(z) = E(0) \exp(-z/\delta) \cos(\omega n z/c - \omega t), \quad \delta = c/\omega \kappa, \quad (3)$$

где  $E(0)$  — поле на поверхности металла,  $n$  и  $\kappa$  — вещественная и мнимая части  $\sqrt{\epsilon'}$ . Из (3) видно, что на расстоянии  $\delta$  амплитуда поля уменьшается в  $e$  раз. Низкочастотной и высокочастотной областям нормального С.-э. соответствуют след. значения:

$$\delta_H = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}; \quad \delta_B = c/\omega_p. \quad (4)$$

В случае аномального С.-э. плотность тока  $j(z)$  связана с полем  $E(z')$  соотношением:

$$j(z) = \int_0^\infty K(z, z') E(z') dz'. \quad (5)$$

Для нахождения  $\phi$ -ции  $K(z, z')$  пользуются кинетическим ур-нием (см. Кинетика физическая) в виде:

$$(\dot{\omega} + 1/\tau) f_1 + v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} = -e v E \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}}, \quad (6)$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия электронов,  $f_0$  — равновесная функция распределения электронов в отсутствии поля, зависящая от энергии;  $f_1$  — малая неравновесная добавка, обусловленная полем,  $e$  и  $v = \partial \mathcal{E} / \partial p$  — заряд и скорость электронов ( $p$  — импульс),  $\tau$  — время свободного пробега электрона.

Для решения ур-ния (6) необходимо знать граничные условия, т. е. характер отражения электронов от поверхности металла. Опытные данные свидетельствуют в пользу диффузного отражения, когда отраженные электроны обладают равновесной  $\phi$ -цией распределения. В этом случае  $K(z, z')$  имеет вид:

$$K(z, z') = \frac{2e^2}{h^3} \int_0^\infty \frac{dS}{v_z} \frac{v_x^2}{v_z} \exp[-|z' - z| (1 + i\omega\tau)/v_{z2}], \quad (7)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $v_x$  — тангенциальная компонента  $v$ ,  $dS$  — элемент площади Ферми-поверхности электронов (см. Металлы). После подстановки (7) в (1) оказывается, что затухание поля происходит и при аномальном С.-э., но более сложным образом, и величина  $\delta$  в этом случае точного смысла не имеет. Количественно нормальный С.-э. также описывается ур-нием (6), однако при этом следует пренебречь членом  $v_z (\partial f_1 / \partial z)$ . Это допустимо при условии:

$$\omega v/c \ll [(1 + \omega\tau)^2 / (n^2 + \kappa^2)]^{1/2}, \quad (8)$$

что является точной записью условия  $l \ll \delta$ .

Для вычисления отраженной или поглощенной в металле электромагнитной энергии достаточно знать поверхностный импеданс, выражение для к-рого оказывается наиболее простым в предельном случае резко

аномального С.-э.  $\{\nu\tau\sqrt{2\pi\omega\sigma}/c \gg [1 + (\omega\tau)^2]^{1/2}\}$ :

$$Z^{(a)} = \left(\frac{\sqrt{3}\pi\omega^2}{c^2 B}\right)^{1/3} (1 + i\sqrt{3}), \quad (9)$$

где  $B$  — величина, зависящая лишь от энергетич. спектра электронов в металле.  $Z^{(a)}$  не содержит  $\tau$ , а потому не зависит от темп-ры. Измеренный на опыте  $Z^{(a)}$  позволяет, в частности, определить  $B$  — одну из характеристик электронов в реальном металле.

В низкочастотной области нормального С.-э.

$$Z^{(H)} = \left(\frac{2\pi\omega}{c\sigma}\right)^{1/2} (1 + i). \quad (10)$$

$Z^{(H)}$  уменьшается с темп-рой ( $\sigma$  растет). Экспериментальное изучение С.-э. (измерение  $Z^{(a)}$  и  $Z^{(H)}$ ), особенно в постоянном магнитном поле, позволяет получить широкую информацию об электронных свойствах металлов (см. Циклотронный резонанс в металлах, Радиоспектроскопия). Л. А. Фальковский.

В технич. расчетах электрич. цепей переменного тока постепенное убывание плотности тока  $j$  по мере углубления в проводящую среду обычно заменяется введением эквивалентной глубины проникновения поля и тока в проводник  $\delta$ ; при этом принимается, что в наружном слое проводника толщиной  $\delta$  величины  $E$ ,  $H$  и  $j$  сохраняют те же значения, что и на поверхности проводника, а на расстояниях от поверхности  $\gg \delta$  поле скачком падает до 0. Величина  $\delta$  определяется  $\phi$ -лами: для массивного проводника с плоской поверхностью  $\delta = \sqrt{2/\omega\sigma\mu}$ , где  $\sigma$  — удельная проводимость в м/ом,  $\mu$  — абс. магнитная проницаемость [для немагнитных материалов (Cu, Al и др.)  $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/ом}$ ]. Для ленточного проводника толщиной  $2b$ :  $\delta = 1/\text{Re}(p \text{ th} pb)$ , где  $p = \sqrt{i\omega\sigma\mu}$ . Для цилиндрич. проводника с радиусом  $r_0$ :  $\delta = r_0 - \sqrt{r_0^2 - 1/\pi\sigma R}$ , где  $R$  — активное сопротивление проводника, определяемое выражением:  $R = \text{Re}[p I_0(pr_0)/2\pi r_0 I_1(pr_0)]$ . Здесь  $I_0$  и  $I_1$  — модифицированные  $\phi$ -ции Бесселя нулевого и первого порядка.

Вследствие С.-э. активное сопротивление проводника переменному току  $R$  всегда больше сопротивления постоянному току. Т. к. на высоких частотах ток течет практически только в тонком поверхностном слое (напр., при частоте, соответствующей сантиметровым волнам, ток в медном проводнике проникает на глубину  $\sim 10^{-4}$  мм), то на радиочастотах применяются полые (трубчатые) проводники. Для уменьшения потерь на высоких частотах поверхности проводников, а также внутр. поверхности волноводов и объемных резонаторов покрывают слоем металлов с большим  $\sigma$  (Ag или Au). См. также Поверхностный эффект магнитный.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 2) Reuter G. E. H., Sondheimer E. H., «Proc. Roy. Soc. A», 1949, v. 195, № 1042, p. 336; 3) Dingle R. V., «Physica», 1953, dl 19, № 4, p. 311; 4) Раганов М. И., Азбелъ М. Я., «ДАН СССР», 1955, т. 102, № 1, с. 49; 5) Гинзбург В. Л., Мотулевич Г. П., «УФН», 1955, т. 55, вып. 4, с. 469.

**СКИН-ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНЫЙ** — см. Скин-эффект.  
**СКИН-ЭФФЕКТ МАГНИТНЫЙ** — см. Поверхностный эффект магнитный.

**СКЛЕРОМЕТР** — прибор для измерения твердости различных тел методом царапания. С. состоит из заостренного алмаза, к-рым на плоской поверхности испытуемого твердого тела производят под нагрузкой прямолинейную царапину по заданному направлению в плоскости. За меру твердости принимают ширину царапины при заданной нагрузке или, наоборот, величину нагрузки при заданной ширине царапины. Исследование склерометрич. твердости на различных гранях кристалла показало,

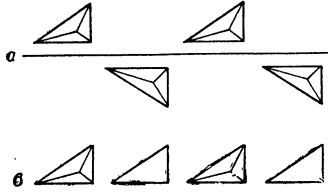
что эта величина зависит от направления, по к-рому проводится царапина, в частности от направления вперед и назад по заданной прямой.

Лит.: 1) Шубников А. В., Флинт Е. Е., Боксий Г. Б., Основы кристаллографии, М.—Л., 1940; 2) Tertsch H., Die Festigkeiterscheinungen der Kristalle, W., 1949. А. В. Шубников.

**СКЛЕРОМЕТРИЯ** — техника измерения твердости тел.

**СКОльзяЩЕГО ОТРАЖЕНИЯ ПЛОСКОСТЬ** — см. Скользящее отражение.

**СКОльзяЩЕЕ ОТРАЖЕНИЕ** — сложная операция симметрии бесконечных фигур, состоящая из трансляции вдоль прямой и отражения в плоскости, параллельной этой прямой. В общем случае указанная плоскость С. о. не является плоскостью симметрии фигуры. Рис. изображены две



бесконечные фигуры, состоящие из множества равных друг другу асимметричных правых и левых тетраэдров. В фигуре а плоскость С. о. перпендикулярна, а в фигуре б совпадает с плоскостью чертежа.

А. В. Шубников.

**СКОРОСТНАЯ КИНОСЪЕМКА** — см. Киносъемка скоростная.

**СКОРОСТНАЯ ФОТОГРАФИЯ** — фотографирование с чрезвычайно короткими выдержками отдельных фаз быстротекающих процессов.

**СКОРОСТЬ** (в механике) — одна из основных кинематич. характеристик движения материальной точки, равная  $v = dr/dt$ , где  $r$  — радиус-вектор точки, численно  $v = ds/dt$ ,  $t$  — время. Направлен вектор С. точки по касательной к ее траектории. Движение точки часто задают в той или иной системе координат ур-ниями, выражающими зависимость этих координат от времени.

Дальнейшими обобщениями понятия «С.» в механике являются угловая скорость, секторная скорость и обобщенная скорость. С. М. Терг.

**СКОРОСТЬ ЗВУКА** — скорость распространения фазы упругого возмущения малой амплитуды (в отличие от скорости распространения ударных волн) в различных упругих средах. В общем случае С. з. определяется сжимаемостью и плотностью среды  $\rho$ .

Скорость звука в ряде жидкостей

	$t^\circ \text{C}$	$c$ м/сек	$\Delta c/\Delta t$ м/сек · град
Ацетон . . . . .	20	1192	-5,5
Бензол . . . . .	20	1326	-5,2
Вода (обычная) . . . . .	25	1497	+2,5
Вода (тяжелая) . . . . .	25	1399	+2,8
Керосин (осветительный) . . . . .	20	2330	-2,20
Спирт метиловый . . . . .	20	1123	-3,3
Спирт этиловый . . . . .	20	1180	-3,6
Ртуть . . . . .	20	1451	-0,46
Уксусная кислота . . . . .	24	1384	—

В жидкостях и газах звук распространяется адиабатически без дисперсии (за исключением особых случаев; см. Дисперсия звука) со скоростью  $c = \sqrt{1/\beta\rho}$ , где  $\beta$  — адиабатич. сжимаемость. Для газов,  $c = \sqrt{\kappa p_0/\rho}$ , где  $\kappa = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей и  $p_0$  — среднее давление в среде. Эта ф-ла наз. ф-лой Лапласа, в отличие от ф-лы Ньютона, предполагающей изотермическое распространение звука, когда  $\kappa = 1$ . Если  $M$  — масса одного моля газа,  $R$  — универсальная газовая постоянная и  $T$  — абс. темп-ра, то  $c = \sqrt{\kappa RT/M}$ ; т. о.,  $c \sim \sqrt{T}$ . Для сухого воздуха

при  $0^\circ \text{C}$ , содержащего в объеме 0,03%  $\text{CO}_2$ ,  $c = 331,46$  м/сек; приращение  $c$  на  $1^\circ \text{C}$  составляет 0,6 м/сек (см. табл.). С. з. в воздухе имеет незначительную дисперсию за счет присутствия  $\text{CO}_2$  и паров воды. С. з. в дистиллированной воде не имеет дисперсии вплоть до самых высоких частот. Для большинства жидкостей (кроме воды) С. з. уменьшается с повышением темп-ры; в пресной воде С. з. имеет максимум при  $74^\circ \text{C}$ . С. з. в морской воде в слоях, близких к поверхности при солёности в 3,5% по весу определяется эмпирич. ф-лой:  $c = 1445,5 + 3,92t - 0,024t^2$  [м/сек], где  $t$  — темп-ра в  $^\circ \text{C}$ ;  $c$  возрастает приблизительно на 18 м/сек на 1 км глубины и на 13 м/сек при увеличении солёности на 1% — от 3% до 4%. В области частот 100 кгц из-за присутствия различных солей, гл. обр. солей магния, имеется незначительная дисперсия.

Скорость звука в нек-рых газах при  $0^\circ \text{C}$

	$c$ м/сек	$\Delta c/\Delta t$ м/сек · град	$\kappa$
Азот . . . . .	334	0,6	1,40
Водород . . . . .	1284	2,2	1,408
Воздух . . . . .	331	0,59	1,402
Гелий . . . . .	965	0,8	1,66
Кислород . . . . .	316	0,56	1,396
Углекислый газ . . . . .	259	0,4	1,299
	268*		

\* Для частот  $\geq 200$  кгц, т. е. больше частоты/релаксации.

Скорость продольных и поперечных волн в некоторых твердых телах при  $20^\circ \text{C}$

	$c_l$ м/сек	$c_{l\infty}$ м/сек	$c_t$ м/сек
Алюминий . . . . .	5080	6260	3080
Железо . . . . .	5170	5850	3230
Никель . . . . .	4785	5630	2960
Свинец . . . . .	1200	2160	700
Сталь . . . . .	5050	6100	3300
Чугун . . . . .	3850	4500	2400
Лед . . . . .	3260	3980	1990

В упругих твердых телах, кроме волн давления (продольных), могут распространяться поперечные и поверхностные звуковые волны, скорость к-рых отличается от скорости продольных волн.

В упругой неограниченной изотропной твердой среде продольные звуковые волны распространяются

адиабатически со скоростью  $c_{l\infty} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1-\sigma)}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$ , где  $E$  — модуль Юнга,  $\sigma$  — коэфф. Пуассона. Если  $K$  — модуль объемного сжатия,  $\mu$  — модуль сдвига и  $\Lambda$  — Ламе постоянная, то  $c_{l\infty} = \sqrt{\frac{K + 4/3\mu}{\rho}} = \sqrt{(\Lambda + 2\mu)/\rho}$ , где все упругие модули — адиабатические. Скорость поперечных волн в неограниченной изотропной твердой среде  $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$ . В стержне, поперечные размеры к-рого много меньше длины волны  $\lambda$ , скорость распространения продольных волн  $c_l = \sqrt{E/\rho}$ , а скорость поперечных волн та же, что и для безграничной среды. При приближении  $\lambda$  к поперечным размерам стержня  $c_l$  изменяется, т. е. в стержне имеет место «геометрическая» дисперсия звука (см. Стержень).

Поверхностные Рэлея волны распространяются вдоль поверхности твердого тела со скоростью  $c_p = c_t \xi$ ;  $\xi$  меняется в пределах 0,874 до 0,995 и  $c_p \lesssim c_t$ .

В изотропном твердом теле имеются две скорости распространения, соответствующие чисто продольной и чисто поперечной волне. В анизотропных твердых телах (кристаллах) каждой скорости распрост-

ранения соответствует волна, в к-рой вектор смещения имеет составляющие как параллельные, так и перпендикулярные направлению распространения. Для каждого волнового вектора  $k$  в кристалле, вообще говоря, могут существовать три волны с различными скоростями распространения и различными частотами; векторы смещения в этих трех волнах оказываются взаимно-перпендикулярными.

С. з. — важная величина, во многом характеризующая физич. свойства тел. Зная С. з., можно определить упругие константы твердых тел и их зависимость от темп-ры, сжимаемости и отношения теплоемкостей для газов и жидкостей и т. д. В многоатомных газах, в ряде органич. жидкостей, в смесях, где имеется зависимость скорости протекания химич. реакций от наличия звуковых волн, и в ряде др. случаев могут иметь место т. н. процессы релаксации (см. *Релаксация акустическая*), вызывающие при определенных частотах дисперсию звука. Знание зависимости С. з. от частоты позволяет определять времена релаксации и ряд других характеристик среды (см. *Молекулярная акустика*). Имеется связь между С. з. или сжимаемостью и химич. строением жидкости.

Методы измерения С. з. можно разделить на два основных типа: фазовый или интерференционный (см. *Интерферометр акустический*) и импульсный. Выбор метода зависит от конкретной задачи. Современные фазовые методы измерения С. з. позволяют определить ее абс. значение с точностью лучшей, чем  $10^{-5}$ ; изменение  $c$  можно определять еще точнее. Эта точность лимитируется постоянством С. з. в среде (постоянство темп-ры, флуктуационные процессы, напр. турбулентность среды и пр.).

На измерении С. з. основано большое количество различных (в т. ч. автоматических) методов контроля в технике физич. эксперимента и в промышленности. Знание скорости распространения упругих волн необходимо в общей и прикладной *сейсмологии*. С. з. имеет большое значение в аэродинамике; при скорости движения тел, приближающейся к С. з., резко изменяется характер обтекания твердых тел в потоке, возникают *ударные волны* и связанные с этим многочисленные явления (см. *Газовая динамика*, *Сверхзвуковое течение*).

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; 2) Михалов И. Г., Распространение ультразвуковых волн в жидкостях, Л.—М., 1949; 3) Кэй Д. Ж., Лэби Т. Г., Таблицы физических и химических постоянных, пер. с англ., 2 изд., М., 1962.

**СКОРОСТЬ РЕАКЦИИ** — число актов химич. реакции, происходящих за единицу времени в единице объема (для гомогенных реакций) или на единице поверхности (для гетерогенной реакции). См. *Кинетика химическая*.

**СКОРОСТЬ СВЕТА** — скорость распространения электромагнитных волн. С. с. в вакууме в свободном пространстве — одна из основных физ. констант. По современным данным С. с.  $c = 299792,5 \pm 0,4$  км/сек.

Значение С. с. как физ. константы связано с ее инвариантностью при изменении системы отсчета. С. с. в вакууме — предельная скорость распространения любых физических воздействий (см. *Относительности теория*).

С. с. в веществе зависит от частоты (см. *Дисперсия света*). При этом нужно различать *фазовую скорость*  $v = c/n$ , где  $n$  — показатель преломления, и *групповую скорость*, определяющую скорость распространения энергии в квазимонохроматич. волне.

Методы измерения С. с. разделяются на прямые и косвенные. К прямым методам можно отнести исторически первое определение С. с. по запаздыванию затмений спутников Юпитера (О. Ремер,

О. Römer, 1676), *Физо метод* модуляции света зубчатым колесом (Н. Fizeau, 1849), метод вращающегося зеркала или призмы (Л. Фуко, L. Foucault, 1850; А. Майкельсон, A. Michelson, 1879—1926). В современных методах прямого измерения С. с. принцип классич. метода Физо сохраняется, но модулируют свет *Керра ячейкой*, а приемником излучения служит не глаз, а фотоэлемент или фотоумножитель. На рисунке показана принципиальная схема установки такого типа. Свет от источника  $I$  проходит через ячейку Керра  $K$  и посылается на значительное расстояние до зеркала  $S$ . Отраженный сигнал воспринимается фотоэлементом  $\Phi$ , чувствительность к-рого модулируется от высокочастотного генератора, питающего также ячейку Керра. Фототок, измеряемый инерционным прибором  $A$ , зависит от соотношения фаз модуляции света и модуляции чувствительности приемника. При изменении расстояния до зеркала  $S$  можно наблюдать максимумы или минимумы фототока в зависимости от того, совпадают ли максимумы света с максимумами или минимумами чувствительности. По известным частоте модуляции и расстоянию можно найти С. с. Наоборот, если считать С. с. известной, то такой прибор применяется в геодезии для точного измерения расстояний (геодиметр Бергстранда и др. светодальномеры).

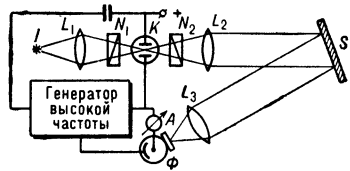


Схема прибора для определения скорости света с ячейкой Керра ( $K$ ) в качестве модулятора [Hüttel, Ann. d. Phys., 37, 365 (1940)].  $I$  — источник света;  $L_1, L_2, L_3$  — линзы;  $N_1, N_2$  — поляризационные призмы (никколи);  $S$  — зеркало,  $\Phi$  — фотоэлемент,  $A$  — измерительный прибор (амперметр).

К косвенным методам измерения С. с. относятся: измерение *абerrации света* (Д. Брайлей, J. Bradley, 1725), определение отношения электрических и магнитных единиц [ $\Phi$ . Кольрауш (F. Kohlrausch) и В. Вебер (W. Weber), 1856], а также вычисление С. с. по измерениям частоты и длины волны. Последний способ наиболее точен. Он основан на определении резонанса микрорадиоволн сантиметрового диапазона в полом резонаторе точно известных размеров (Л. Эссен, L. Essen, 1947) или на измерении длины волны микроволновым интерферометром, аналогичным оптич. *интерферометру Майкельсона* (К. Фрум, K. From, 1958). О С. с. в движущейся среде см. *Оптика движущихся сред*.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Розенберг Г. В., Скорость света в вакууме, «УФН», 1952, т. 48, вып. 4, с. 599—608; 3) Дю-Монд Д. Ж., Состояние вопроса об основных константах физики и химии на янв. 1959, «УФН», 1961, т. 73, вып. 2, с. 333—66; 4) Кэй Д. Ж., Лэби Т. Г., Таблицы физических и химических постоянных, пер. с англ., М., 1962; 5) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 24, В.—lu. al, 1956.

**СКОРОСТЬ ЧЕТЫРЕХМЕРНАЯ** — в относительности теории является обобщением понятия обычной (трехмерной) скорости. С. ч. — четырехмерный вектор с компонентами  $u_i = dx_i/dt$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ , где  $x_i$  — координаты Минковского ( $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$ ,  $x_3 = z$ ,  $x_4 = ict$ ),  $dt$  — элемент собственного времени движущейся частицы. Компоненты С. ч. связаны с проекциями  $u_x, u_y, u_z$  трехмерной скорости и соотношениями:

$$u_1 = \frac{u_x}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}, \quad u_2 = \frac{u_y}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}, \quad u_3 = \frac{u_z}{\sqrt{1 - u^2/c^2}},$$

$$u_4 = \frac{ic}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}. \quad (1)$$

С. ч. — *временеподобный вектор*, т. к.  $\sum_i u_i^2 = -c^2$ .

Значения  $S$ . ч. в двух галилеевых системах отсчета  $K$  и  $K'$  связаны Лоренца преобразованиями:

$$u'_1 = \frac{u_1 + i\beta u_4}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad u'_2 = u_2, \quad u'_3 = u_3, \quad u'_4 = \frac{u_4 - i\beta u_1}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где  $\beta = v/c$  ( $v$  — относит. скорость систем отсчета  $K$  и  $K'$ ). М. С. Рыжкин.

**СКРЫТОЕ ФОТОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ** — невидимое изображение, возникающее в светочувствительном фотографич. слое под действием света и превращающееся в видимое изображение при последующем проявлении.

Фотографич. слой состоит из взвешенных в желатине кристаллов галоидного серебра размером 0,1—2  $\mu$ , в к-рых под действием света образуются центры скрытого изображения — мельчайшие частицы  $Ag$ , к-рые при фотографич. экспозициях состоят всего из неск. атомов. При последующем проявлении такие кристаллы восстанавливаются, полностью превращаясь в металлич.  $Ag$ .

Механизм образования центров скрытого изображения таков. При поглощении света в эмульсионных кристаллах образуются фотоэлектроны и положит. дырки, перемещаясь по решетке; электроны обладают при бл. в 100 раз большей подвижностью, чем дырки. В процессе изготовления фотографич. эмульсии происходит взаимодействие галоидного серебра с компонентами желатина с образованием на поверхности кристаллов мельчайших частиц  $Ag$ ,  $AgS$  и др. примесных центров, наз. центрами светочувствительности. Эти центры могут быть акцепторами как электронов, так и дырок. Кроме того, атомы  $Bg$  хорошо акцептирует желатин, окружающий кристалл. В результате происходит разделение электронов и дырок.

Согласно теории Гэрни и Мотта (1938 г.), к месту закрепления фотоэлектронов, приобретающему отрицат. заряд, подтягиваются подвижные ионы  $Ag^+$  (дефекты по Френкелю), сорванные со своих мест в решетке тепловым движением и диффундирующие по поверхности и сквозь кристаллич. решетку по междоузлиям. Нейтрализуясь на центре светочувствительности, они образуют частицу фотолитич.  $Ag$  (рис.). По др. концепциям (Матеек и Митчелл в 50-х гг.), на поверхности центров светочувствительности еще до действия света адсорбированы ионы  $Ag^+$  (дефекты по Френкелю), и фотолитич.  $Ag$  образуется в результате закрепления на них фотоэлектронов.

Независимо от того, в какой последовательности происходит движение фотоэлектронов и подвижных ионов  $Ag^+$ , образующиеся атомы фотолитич.  $Ag$  должны быть достаточно стабильными, т. е. их потенциал ионизации  $V_i$  должен быть достаточно высоким. Для атома  $Ag$  в идеальной кристаллич. решетке  $V_i$  близок к энергии теплового движения и образующиеся здесь атомы  $Ag$  сразу же ионизируются. Для 1-го атома фотолитич.  $Ag$  у центра светочувствительности  $V_i$  значительно больше — ок. 0,7—0,8 эв. С увеличением размера частицы фотолитич.  $Ag$  резко растет  $V_i$ . С этой точки зрения, роль центра светочувствительности состоит гл. обр. в том, что вызываемое им нарушение кристаллич. решетки приводит к увеличению  $V_i$  атомов фотолитич.  $Ag$ , образующихся в этой области.

При малой освещенности на фотографич. слое, когда время между двумя последоват. актами осво-

бождения фотоэлектронов велико, 1-й атом фотолитич.  $Ag$  может ионизоваться прежде, чем к нему присоединится 2-й фотоэлектрон и 2-й ион  $Ag^+$ . Тогда процесс образования 1-го атома  $Ag$  должен повториться неск. раз, чтобы образовалась стабильная частица, состоящая из неск. атомов. Это является причиной падения чувствительности фотографич. слоя с увеличением выдержки при больших значениях последней (см. *Невзаимозаместимости явление*).

При больших уровнях освещенности и очень малых выдержках концентрация фотоэлектронов в эмульсионных кристаллах велика. Это приводит, с одной стороны, к тому, что часть фотоэлектронов, закрепившихся у центра светочувствительности, не успевает нейтрализоваться ионами  $Ag^+$  прежде, чем подойдут следующие. Тогда на последние действуют силы электростатич. отталкивания, и они закрепляются в др. местах кристалла. С др. стороны, как это следует из кинетики фотоэффекта в зависимости от освещенности, закрепление фотоэлектронов при большой освещенности происходит на центрах с иным энергетич. спектром, чем при малой. В результате при малых выдержках образуется большое число мелких центров скрытого изображения и чувствительность фотографич. слоя падает.

Полоса поглощения кристаллов  $AgBr$  простирается от 480  $m\mu$  до далекой ультрафиолетовой области. Это соответствует области собственной чувствительности фотографич. слоев, причем при  $\lambda < 250 m\mu$  начинает сказываться поглощение света желатином, что вызывает резкое падение чувствительности при этих длинах волн. Для очувствления фотографич. слоев к излучениям с  $\lambda > 480 m\mu$  в эмульсии вводят красители — оптич. сенсibilизаторы (см. *Сенсibilизация оптическая*).

Центры скрытого изображения могут быть разрушены длинноволновым — красным или инфракрасным — излучением. В этом случае после проявления получается меньшая плотность почернения — т. н. *Гершеля явление*. При действии красного света на засвеченные кристаллы галоидного серебра наблюдается внутр. фотозффект: кванты красного света переводят электроны из центров скрытого изображения в полосу проводимости кристалла. Затем из центра выделяются ионы  $Ag^+$ , в результате чего он разрушается.

При хранении засвеченного слоя иногда наблюдается регрессия  $S$ . ф. и. — его ослабление, в результате чего плотность почернения и коэфф. контрастности, получаемые после проявления, со временем уменьшаются. Особенно подвержено регрессии  $S$ . ф. и., образующееся в толстослойных пластинках ядерными частицами или при действии света на низкочувствительные мелкодисперсные слои. При хранении слоя происходит термич. распад центров скрытого изображения путем выделения сперва электронов, а затем ионов  $Ag^+$ . Наличие на поверхности эмульсионных кристаллов акцепторов электронов ускоряет этот процесс. Существует также окислит. теория регрессии, согласно к-рой происходит окисление центров скрытого изображения.

Лит.: 1) Кравец Т. П., Труды по физике, М.—Л., 1959; 2) Мейкляр П. В., «УФН», 1949, т. 38, вып. 1, с. 43; 3) его же, «Ж. научной и прикладной фотографии и кинематографии», 1957, т. 2, № 6, с. 459; 4) Картужанский А. Л., «УФН», 1953, т. 51, вып. 2, с. 161; 5) Ляликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960. П. В. Мейкляр.

**СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ** — особый вид взаимодействий элементарных частиц, характеризующийся тем, что вероятности вызываемых им процессов на много порядков меньше вероятностей процессов, обусловленных сильными взаимодействиями и электромагнитными взаимодействиями. При энергии в сотни

*Мэс* безразмерный параметр, характеризующий вероятности процессов С. в., равен примерно  $10^{-12}$ , тогда как для электромагнитных и сильных взаимодействий такие параметры равны, соответственно,  $1/137$  и  $\sim 14$ .

С. в. ответственны за *Бета-распад* ядер и процессы *К-захвата*, за многие распады элементарных частиц (табл. 1), а также за все процессы взаимодействия *нейтрино* с веществом. Для нейтрино С. в. (не считая существенно более слабых гравитационных взаимодействий) — единственно возможные, и поэтому для изучения С. в. эти частицы особенно удобны. С. в. вызывают также нек-рые др. процессы превращения и рассеяния элементарных частиц (см. ниже).

Характерная особенность С. в. состоит в том, что обусловленные ими процессы протекают, как правило, с нарушением пространственной и зарядовой четности (см. *Четность состояний*), *странности* и с изменением *изотопического спина*. Не исключено, что несохранение перечисленных выше квантовых чисел и слабость этих взаимодействий — связанные обстоятельства.

Табл. 1. — Распады элементарных частиц, обусловленные слабыми взаимодействиями.

Частица	Схема распада	Время жизни в сек
$\mu^+$	$e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$	$(2,198 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$
$\pi^+$	$\mu^+ + \nu_\mu, e^+ + \nu_e, \pi^0 + e^+ + \nu_e$	$(2,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$
$K^+$	$\mu^+ + \nu_\mu, e^+ + \nu_e, \pi^+ + \pi^0, 2\pi^+ + \pi^-, \pi^+ + 2\pi^0, \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0, e^+ + \nu_e + \pi^0, \mu^+ + \nu_\mu + \pi^+ + \pi^-, e^+ + \nu_e + \pi^+ + \pi^-$	$(1,229 \pm 0,008) \cdot 10^{-8}$
$K_1^0$	$\pi^+ + \pi^-, 2\pi^0, e^+ + \nu_e + \pi^-, e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+, \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-, \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \pi^+$	$(0,92 \pm 0,02) \cdot 10^{-10}$
$K_2^0$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0, 3\pi^0, e^+ + \nu_e + \pi^-, e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+, \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-, \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \pi^+$	$(5,62 \pm 0,68) \cdot 10^{-8}$
$n$	$p + e^- + \tilde{\nu}_e$	$(1,013 \pm 0,029) \cdot 10^3$
$\Lambda$	$p + \pi^-, n + \pi^0, p + e^- + \tilde{\nu}_e, p + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$	$(2,51 \pm 0,09) \cdot 10^{-10}$
$\Sigma^+$	$p + \pi^0, n + \pi^+, \Lambda + e^+ + \nu_e$	$(0,81 \pm 0,06) \cdot 10^{-10}$
$\Sigma^-$	$n + \pi^-, n + e^- + \tilde{\nu}_e, n + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \Lambda + e^- + \tilde{\nu}_e$	$(1,61 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}$
$\Xi^0$	$\Lambda + \pi^0$	$(2,8 \pm 0,26) \cdot 10^{-10}$
$\Xi^-$	$\Lambda + \pi^-, \Lambda + e^- + \tilde{\nu}_e$	$(1,76 \pm 0,05) \cdot 10^{-10}$
$\Omega^-$	$\Xi^0 + \pi^-, \Xi^- + \pi^0, \Lambda + \tilde{K}^0$	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$

Для *античастиц* необходимо в продуктах распада также перейти к античастицам. Обозначения:  $\nu_e$  — электронное нейтрино,  $\nu_\mu$  — мюонное нейтрино,  $e^-$  — электрон,  $\mu^-$  — мюон,  $\pi^-$  — пи-мезон,  $K^-$  — ка-мезон,  $p$  — протон,  $n$  — нейтрон,  $\Lambda$  — лямбда-гиперон,  $\Sigma$  — сигма-гиперон,  $\Xi$  — кси-гиперон,  $\Omega$  — омега-гиперон; значки  $+$ ,  $-$ ,  $0$  справа сверху обозначают электрич. заряд частицы; значок  $\sim$  сверху означает античастицу.

С. в., обычно мало заметные на фоне сильных или электромагнитных взаимодействий, в спец. условиях могут быть весьма существенны. Так, С. в. играют важную роль на начальных этапах процессов термоядерного синтеза в звездах, могут в сильной мере влиять на энерговыделение звезд. Обсуждается гипотеза, что значит. часть материи существует (или

существовала в прошлом) в форме нейтринного излучения. Практически не обнаруживающее себя из-за слабости своего взаимодействия с веществом, оно могло бы, тем не менее, определять многие характерные черты эволюции Вселенной [1].

Основы теории С. в. были заложены в 1934 г. Э. Ферми [2], к-рый применил принцип квантования полей для описания процессов  $\beta$ -распада протонов и нейтронов:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e; \quad n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad (1)$$

протекающих в ядрах (последний процесс возможен и для свободного нейтрона, см. табл. 1). В этих процессах участвуют 4 фермиона со спином  $1/2$ . Каждому из них сопоставляется квантованное *спиновое поле*  $\psi(x)$ , описывающее акт рождения и поглощения данного фермиона в точке  $x$ . Взяв эти поля в одной точке, Ферми построил из них лагранжиан взаимодействия:

$$L^\beta(x) = G^\beta \bar{\psi}_p(x) O \psi_n(x) \bar{\psi}_e(x) O \psi_{\nu_e}(x) + \text{э. с.} \quad (2)$$

Здесь  $G^\beta$  — константа,  $O$  — нек-рые матрицы; индексы у полей соответствуют частицам; э. с. — эрмитово сопряженное выражение. Локальный лагранжиан (2) хорошо описывал имевшийся в то время экспериментальный материал. Попытки модификации (2) путем введения производных от полей электрона и нейтрино не оправдали себя.

Успех теории Ферми позволил выдвинуть предположение (И. Е. Тамм [3], Д. Д. Иваненко [4]), что излучение и последующее поглощение нуклонами электрона и нейтрино, протекающее согласно (1), порождает действующие между ними *ядерные силы*. Однако величина ядерных сил, вычисленная с помощью константы  $G^\beta$ , определенной из вероятности  $\beta$ -распада, получилась в  $10^{16}$  раз меньше ожидаемой. Тем не менее, мысль о том, что силы между нуклонами возникают за счет обмена нек-рыми частицами, оказалась очень плодотворной и привела Х. Юкава [5] к созданию мезонной теории ядерных сил. Одновременно Юкава предположил, что обмен постулированным им мезоном между парой *барионов* и *лептонов* лежит в основе С. в. Так зародилась идея промежуточного бозона в С. в. Аналог лагранжиана (2) при этом представляется в виде:

$$L^\beta(x) = G^\beta \int \bar{\psi}_p(x) O \psi_n(x) F(x-y) \bar{\psi}_e(y) O \psi_{\nu_e}(y) \times \times d^4y + \text{э. с.}, \quad (3)$$

где спиновые поля отнесены уже к разным точкам  $x$  и  $y$ . Ф-ция  $F(x-y)$  возникает за счет излучения промежуточного бозона в точке  $x$  и поглощения его в точке  $y$ . Если ф-ция  $F(x-y)$  мало отличается от  $\delta(x-y)$ , т. е. точки  $x$  и  $y$  очень близки, лагранжианы (2) и (3) дают практически совпадающие результаты. Это осуществляется, когда масса промежуточного бозона  $m_W$  (в энергетич. единицах) велика сравнительно с энергией изучаемого процесса (здесь и в дальнейшем предполагается  $c = \hbar = 1$ ). При возрастании энергии процесса результаты, получаемые с помощью лагранжианов (2) и (3), становятся различными.

Ввиду хорошего согласия теории Ферми  $\beta$ -распада с экспериментом, для описания др. процессов С. в., изученных позднее, а именно, распада *мюонов*

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (4)$$

и их захвата протонами

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (5)$$

были применены лагранжианы в форме (2) [в этих процессах также участвуют 4 частицы со спином  $1/2$  и отвечающие им лагранжианы отличаются от (2) только расстановкой индексов у полей]. Применение их оказалось довольно успешным.

Наконец, на базе лагранжианов, аналогичных (2), удалось качественно объяснить все многообразие распадов элементарных частиц, вскрытое в последующие годы (см. табл. 1). При этом все же не была исключена возможность того, что промежуточный бозон существует, но его масса слишком велика, чтобы различие лагранжианов (2) и (3) или их аналогов смогло проявиться в эксперименте при доступных энергиях.

В 1957—58 гг. возникли дополнит. соображения в пользу существования промежуточного бозона. Вопрос о том, какой из лагранжианов, (2) или (3), описывает С. в., встал с новой остротой и в наст. время является одним из центральных вопросов теории С. в. Поскольку решение проблемы еще не найдено, в дальнейшем обсуждение будет вестись на базе лагранжиана (2) и его модификаций.

Основная задача при построении теории — нахождение вида матриц  $O$ . Требование инвариантности (2) относительно Лоренца преобразований приводит к тому, что  $O$  могут строиться из Дирака матриц  $\gamma_\mu$  пятью линейно независимыми способами (табл. 2); соответственно возникает 5 вариантов теории С. в.

Т а б л и ц а 2.

$O$	Символич. обозначение лагранжиана	Название варианта
1	$S$	скалярный
$i\gamma_5$	$P$	псевдоскалярный
$i\gamma_\mu$	$V$	векторный
$i\gamma_\mu\gamma_5$	$A$	псевдовекторный (аксиальный)
$i\gamma^{\mu\nu} = 1/2(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$	$T$	тензорный

Исходя из аналогии с электродинамикой, Э. Ферми выбрал векторный вариант:  $O = i\gamma_\mu$ . Аналогия, как будет видно ниже, оказалась очень удачной. Но во времена Ферми не было известно, что С. в. нарушают пространств. четность. С учетом нарушения четности наиболее общий лагранжиан  $\beta$ -распада, являющийся линейной комбинацией всех возможных вариантов С. в., следовало бы записать в виде

$$L^\beta(x) = G^\beta \sum_i \bar{\psi}_p O^i \psi_n \bar{\psi}_e O^i (c_i + c'_i \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \text{э. с.}, \quad (6)$$

где  $O^i$  — матрицы таблицы 2. Тщательные экспериментальные исследования 1957—58 гг. [6, 7] установили, что лагранжиан (6) представляет собой комбинацию векторного  $V$  и аксиального  $A$  вариантов (т. н.  $V - A$  вариант), а именно:

$$L^\beta(x) = -\frac{G^\beta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \text{э. с.} \quad (7)$$

Здесь  $G^\beta = (1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-49} \text{ эрг. см}^3$ ,  $\lambda = 1,25 \pm 0,04$ . Очень часто пренебрегают отличием  $\lambda$  от 1, и  $L^\beta$  приобретает особенно симметричный вид:

$$L^\beta(x) = -\frac{G^\beta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \text{э. с.} \quad (8)$$

В (7) оператор нейтрино помножается на фактор  $1 + \gamma_5$ . Можно показать, что для состояний частицы, описываемых  $\psi^+ = 1/2(1 + \gamma_5)\psi$  и  $m \ll E$  ( $m$  — масса частицы,  $E$  — ее полная энергия), спин ориентирован преимущественно против импульса. Т. о., нейтрино, вылетающие при  $\beta$ -распаде, оказываются продольно поляризованными. Очевидно, что знак поляризации не инвариантен относительно пространств. отражения и, следовательно, пространств. четность при этом

нарушается. Для массы, строго равной нулю (что соответствует 100% поляризации), состояния  $\psi^+$  являются решениями Дирака уравнения. Отсюда возможна идея (Ли и Янг [8], Салам [9], Ландау [10]), что нейтрино описывается решением именно такого типа и его участие в процессе неизбежно влечет за собой нарушение пространств. четности. Однако такой подход не может объяснить нарушение четности в безнейтринных распадах (см. табл. 1). Более общая формулировка теории С. в., заменившая эту идею, изложена ниже.

Основные эксперименты, приведшие к установлению вида лагранжиана (7):

1) Наблюдение угловой асимметрии вылета электронов при распаде поляризованного ядра  $\text{Co}^{60}$ , вскрывшее факт несохранения четности в С. в. [Бу (Wu C. S.) с сотрудниками; см. Четность состояний].

2) Установление знака продольной поляризации нейтрино в  $\beta$ -распаде (спин направлен против импульса) при анализе  $K$ -захвата ядром  $\text{Eu}^{152}$  [Гольдгабер (Goldhaber M.) и др.; см. Нейтрино].

3) Установление факта преимущественной продольной поляризации электронов от распада  $\text{Co}^{60}$  (указало, что возможна только комбинация  $V$  и  $A$  вариантов) [Фраунфельдер (Fraunfelder H.) и др.].

4) Определение величины и знака коэффициента  $\lambda$  при исследовании распада нейтронов [П. Е. Спивак с сотр., Телегди (Telegdi V.) и др., Кларк (Clark M.) и др.].

Анализ распада мюона (4) показал, что он может быть описан лагранжианом вида

$$L^p(x) = -\frac{G^p}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\mu \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \text{э. с.} \quad (9)$$

[Здесь, как и в табл. 1, символы нейтрино сопровождаются разными знаками: для нейтрино, стоящего в паре с электроном,  $\nu_e$ , для нейтрино, стоящего в паре с мюоном,  $\nu_\mu$ , т. к. их свойства оказались различными (см. ниже)]. Лагранжиан (9) по структуре полностью аналогичен (8) (тот же  $V - A$  вариант). Как показывает опыт, константы  $G^\beta$  в (8) и  $G^p$  в (9) совпадают с точностью  $\approx 2\%$ .

Основные эксперименты, приведшие к лагранжиану 9[11]:

1) Наблюдение асимметрии в угловом распределении электронов от распада поляризованного мюона, доказавшее факт несохранения четности [Гарвин (Garwin R. L.) и др.].

2) Установление знака поляризации  $\nu_\mu$  при анализе распада  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  (А. И. Алиханов с сотрудниками).

3) Установление факта продольной поляризации электронов от  $\mu$ -распада и его знака, позволяющее (вместе с 2) окончательно отобрать вариант взаимодействия [Хольт (Holt I. R.) и др., Кроуэ (Crowe K.) с сотрудниками].

Реакция (5) поглощения  $\mu^-$  протонами ядер изучена хуже гл. обр. из-за неопределенности, связанной с чисто ядерными эффектами (см., напр., [12]). Для поглощения в водороде осложняющим обстоятельством являются специфические молекулярные эффекты [13]. Однако факт несохранения четности в этом взаимодействии установлен несомненно по наблюдению асимметрии вылета нейтронов из ядра относительно направления спина мюона. Вариант взаимодействия известен с меньшей степенью достоверности. При выявлении варианта дополнит. трудности привносят влияние сильных взаимодействий. Ранее, когда говорилось о  $\beta$ -распадном взаимодействии (1), игнорировалось наличие сильных взаимодействий у про-



тона и нейтрона. Между тем, наличие  $\pi$ -мезонных об- лаков у этих частиц могло бы существенно исказить первоначальное «чистое» С. в. Однако по ряду причин сильные взаимодействия не оказывают очень заметного влияния на  $\beta$ -распад (см. ниже), и до сих пор их можно было не учитывать. В случае же поглощения  $\mu^-$  такой учет необходим с самого начала. Пока можно утверждать, что имеющиеся экспериментальные дан- ные не противоречат предположению, что в своей основе  $\mu^-$ -захват, так же как и рассмотренные ранее процессы, описывается  $V - A$  вариантом.

Рассмотрим подробнее влияние сильных взаимодействий на слабые процессы. В силу сказанного и для  $\beta$ -распада, и для  $\mu^-$ -захвата приходится иметь дело с матричным элементом (в импульсном представлении) вида

$$\frac{GL}{\sqrt{2}} \langle n | V_\mu + A_\mu | p \rangle \bar{u}(p_{\nu L}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_L), \quad (10)$$

где  $L$  — любой из лептонов,  $u(p)$  — спинор в импульсном представлении. Наиболее общая форма матричного элемента для векторного и аксиального переходов между  $n$  и  $p$ , вытекающая из сохранения  $G$ -четности, следующая (подробнее см. [20]):

$$\langle n | V_\mu | p \rangle = \bar{u}(p_n) [F_1(q^2) \gamma_\mu + F_2(q^2) \gamma^\mu \gamma_5] u(p_p), \quad (11)$$

$$\langle n | A_\mu | p \rangle = \bar{u}(p_n) [F_3(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + iF_4(q^2) q_\mu \gamma_5] u(p_p), \quad (12)$$

где  $p_n$  и  $p_p$  — 4-импульсы нейтрона и протона,  $q_\nu = (p_n - p_p)_\nu$ ,  $q^2 = (p_n - p_p)^2$  и  $F_k(q^2)$  ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) — *форм-факторы* нуклонов, отражающие влияние  $\pi$ -мезонных облаков на С. в., — действительные. Для процесса  $\beta$ -распада  $F_k$  нормируются след. обр.:  $F_1(0) = 1$ ,  $F_3(0) = \lambda$ , с тем, чтобы в пределе очень малых передач импульса, соответствующих  $\beta$ -распаду ( $q^2 \approx m_\pi^2 \approx 0$ ), получался лагранжиан (7). Т. о., отличие  $\lambda$  от 1 ( $\lambda = 1,25$ ) — следствие возмущающего действия  $\pi$ -мезонных эффектов. Влияние членов, связанных с  $F_2$  и  $F_4$ , при этом относительно невелико из-за малости  $q^2$ . Для захвата мюонов  $q^2 \approx m_\mu^2$ , и влияние членов, пропорциональных  $F_2$  и  $F_4$ , становится заметным. Часть выражения (11), пропорциональная  $F_2$ , получила назв. «слабомагнетизма», т. к. она аналогична члену в электромагнитном токе, связанному с наличием аномального магнитного момента у сильно-взаимодействующих частиц. Часть (12), пропорциональная  $F_4$ , наз. «индуцированным (сильными взаимодействиями) псевдоскалярным». Следует подчеркнуть, что значения  $F_1(m_\mu^2)$  и  $F_3(m_\mu^2)$  могли бы, вообще говоря, существенно отличаться от значений этих  $F$ -цй при  $q^2 \approx 0$ , фигурирую- щих в  $\beta$ -распаде.

Между тем исследование процесса захвата  $\mu^-$  ядрами показало [14], что: а) константа  $G^\mu = G^B = G$  с точностью  $\approx 10\%$ , а  $F_1(m_\mu^2) \approx F_3(m_\mu^2) \approx 1$ ; б) во взаимодействии играет заметную роль индуцированный псевдоскаляр (им в основном обусловлена асимметрия вылета нейтронов из ядер). Однако относительно величины псевдоскалярного члена полной ясности нет. Степень асимметрии получается разной в разных экспериментах, и, соответственно, величина  $m_\mu F_4(m_\mu^2)$  меняется от  $8\lambda(\mu)$  до  $20\lambda(\mu)$  [ $\lambda(\mu) = F_3(m_\mu^2)/F_1(m_\mu^2)$ ]; в) замети- ть вклад члена «слабомагнетизма» в процессах  $\mu$ -захвата пока не удается.

Оценку величины индуцированного псевдоскаляра полу- чают еще и др. способом. Со взаимодействием (5) тесно связан распад  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  [так же как со взаимодействием (1) — распад  $\pi \rightarrow e + \nu_e$ ]. Действитель- но, эти распады можно предста- вить происходящими по схеме рис. 1.

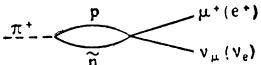


Рис. 1.

Здесь 1-я стадия процесса обязана сильному взаимодей- ствию, 2-я — слабому. Можно показать, что вероятность распада  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  определяет величину индуцированного псев- доскаляра (это связано с тем, что  $\pi$ -мезон — псевдоскалярная частица); используя эксперимент. время жизни  $\pi$ -мезона, можно найти, что  $m_\mu F_4(m_\mu^2) \approx 8\lambda(\mu)$ , т. е. величину, к-рая фигури- ровала выше. Кроме того, соотношение ветвей распада  $\pi$ -мезона независимо свидетельствует в пользу равенства аксиаль- ного взаимодействия в процессах (1) и (5). Дело в том, что вероятность распада  $\pi$ -мезона пропорциональна  $F_3(m_\mu^2)$ , отно- шение же вероятностей  $R = w(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e) / w(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)$  не зависит от деталей сильного взаимодействия, которое одинаковым образом влияет на оба распада, и для  $V - A$

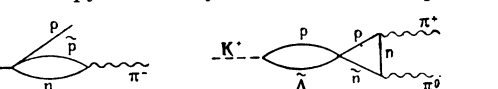
варианта в предположении равенства  $F_3(m_\pi^2) = F_3(m_\mu^2)$  дается теорией в виде

$$R = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 = 1,36 \cdot 10^{-4}; \quad (13)$$

с учетом радиационных поправок  $R = 1,23 \cdot 10^{-4}$ . Хорошее совпадение этой цифры с экспериментом (см. *Пи-мезоны*) свидетельствует о равенстве обсуждаемых констант.

Универсальность С. в. Для четырехфермионных взаимодействий (1), (4) и (5) опыт дает одну и ту же комбинацию вариантов (с точностью до влияния силь- ных взаимодействий) и одно и то же значение кон- станты С. в.  $G$ . На этой основе возникла гипотеза универсальности С. в., утверждающая, что все че- тырехфермионные взаимодействия в природе незави- симо от типа частиц построены по одному образцу ( $V - A$  вариант) и имеют одинаковую константу.

Универсальность в более широком смысле может означать, что все процессы С. в., в конечном счете, обусловлены четырехфермионными взаимодействиями. При этом следует предположить, что бозоны, участвую- щие в реакции С. в., в промежуточных стадиях пре- вращаются в нуклон-антинуклонные пары или воз- никают из них за счет сильных взаимодействий, аналогично тому, как это было разобрано для рас- пада  $\pi$ -мезона. В этом случае такие распады, как



представляются графиками рис. 2 и 3. На рис. 2  $\Lambda$ -частица за счет универсального С. в. превращается (с нарушением странности) в  $p$  и пару  $p + \bar{n}$ , к-рая затем аннигилирует с испусканием  $\pi^-$ . На рис. 3

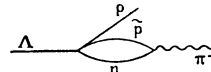


Рис. 2.

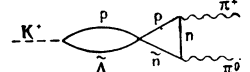


Рис. 3.

$K^+$  сначала за счет сильного взаимодействия превра- щается в  $p + \bar{\Lambda}$ ; затем посредством универсального С. в.  $p + \bar{\Lambda}$  переходит в пару  $p + \bar{n}$  (тоже с наруше- нием странности), к-рая аннигилирует с испусканием  $\pi^+$  и  $\pi^0$ .

Гипотеза универсальности С. в. обычно записывается след. образом. Введем «ток», описывающий переход, обусловлен- ный С. в. (т. н. слабый ток):

$$I_\lambda = I_\lambda^L + I_\lambda^C \cdot c. + I_\lambda^H \cdot c. c., \quad (15)$$

где

$$I_\lambda^L = i\bar{\psi}_e \Gamma_\lambda \psi_{\nu_e} + i\bar{\psi}_\mu \Gamma_\lambda \psi_{\nu_\mu} - \text{ток лептонов}, \quad (16a)$$

$$I_\lambda^C \cdot c. = i\bar{\psi}_p \Gamma_\lambda \psi_p - \text{ток барионов, сохраняющий странность}, \quad (16b)$$

$$I_\lambda^H \cdot c. c. = i\bar{\psi}_\Lambda \Gamma_\lambda \psi_p + i\bar{\psi}_\Sigma \Gamma_\lambda \psi_n + i\bar{\psi}_\Xi \Gamma_\lambda \psi_{\Sigma^0} + \dots \quad (16в)$$

— ток, не сохраняющий странность, и  $\Gamma_\lambda = \gamma_\lambda (1 + \lambda \gamma_5)$ .

Все эти токи — «заряженные», т. е. они составлены из спинор- ов заряженной и нейтральной частицы. Набор комбинаций, входящих в  $I_\lambda^H \cdot c. c.$ , мог бы быть расширен, но эксперимент ограничивает число возможностей (подробнее см. ниже). С помо- щью  $I_\lambda$  лагранжиан универсального Ферми взаимодействия (без учета влияния сильных взаимодействий) записывается в виде

$$L_{\text{УФВ}}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} I_\lambda I_\lambda^\dagger + \vartheta \cdot c. \quad (17)$$

Нетрудно видеть, что приводившиеся ранее лагранжианы (8), (9), (10) — частные случаи (17) [ $I(10)$  — для  $q^2 = 0$ ]. Наряду с этим лагранжиан (17) позволяет описать распады странных частиц. Важно подчеркнуть, что лагранжиан (17), построен- ный как дальнейшее обобщение  $V - A$  варианта, «содержит» в себе нарушение четности, не связанное, вообще говоря, с участием в процессе нейтрино. Это дает возможность истол- ковать нарушение четности и в безнейтринных распадах эле- ментарных частиц. В самом общем случае, с включением  $I_\lambda^H \cdot c. c.$  в слабый ток в форме (15), универсальность С. в. выполняется,

однако, не очень хорошо. Так, из имеющихся данных по лептонным распадам гиперонов и К-мезонов получаются значения константы С. в примерно в 4 раза меньше, чем в β-распаде. Предложена модификация [Н. Кабибо (N. Cabibbo) [15]] формы записи слабого тока  $I_\lambda$ , обходящая эту трудность. Вместо (15)  $I_\lambda$  записывается в виде

$$I'_\lambda = I_\lambda^L + \cos \phi \cdot I_\lambda^{C.C.} + \sin \phi \cdot I_\lambda^{H.C.C.}, \quad (18)$$

где  $\phi = 0,26$ . Используя снова лагранжиан (17), находим, что для лептонных распадов странных частиц эффективная константа взаимодействия равна  $G_{эфф} = G \cdot \sin \phi \approx G/4$  в согласии с экспериментом. Для β-распадного взаимодействия (1)  $G_{эфф} = G \cdot \cos \phi$ , что устраняет 2% расхождение констант для процессов (1) и (4). С таким видоизменением универсальности С. в соблюдается значительно лучше. Эксперимент дополнительно говорит в пользу V — A варианта взаимодействия для лептонных распадов К-мезонов и не противоречит такому предположению в случае лептонных распадов гиперонов. В случае нелептонных распадов странных частиц, типа (14), проверка гипотезы универсальности в своей первоначальной или измененной формулировке крайне затруднена невозможностью сколько-нибудь надежного учета сильных взаимодействий, и вопрос о ее справедливости остается открытым.

В ряде работ (напр., Судершан и Маршак [16], Фейнман и Гелл-Манн [17]) были указаны след. симметрии, к-рые могли бы быть ответственны за появление универсального V—A взаимодействия. В [16] на общее четырехфермионное взаимодействие

$$L(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \psi_2 \bar{\psi}_3 \psi_4 + \text{з. с.}$$

накладывается требование инвариантности относительно замены  $\psi_k \rightarrow \gamma_5 \psi_k$  порознь для любого из фигурирующих в  $L(x)$  спиноров. Такая инвариантность имеет место лишь для  $O = \gamma_\mu (1 + \gamma_5)$ . В [17] предположено, что в С. в. участвуют только двухкомпонентные спиноры, т. е. спиноры, помноженные на проекционный оператор  $(1 + \gamma_5)$ . Это условие сразу отбирает в лагранжиане V и A варианты.

Отбор варианта на основании вышеизложенных идей, однако, не объясняет, почему в μ- и β-распадах и, по-видимому, в μ-захвате (в последнем случае точности измерения несколько хуже) константы векторной части взаимодействия совпадают, а аксиальной — очень близки друг к другу, несмотря на наличие в последних двух случаях сильных взаимодействий. Для объяснения равенства векторных констант была выдвинута идея (Герштейн и Зельдович [18], Фейнман — Гелл-Манн [17]), использующая векторный характер взаимодействия и продолжающая намечившуюся выше аналогию с электродинамикой. Как известно, в электродинамике сохранение тока приводит к единому значению элементарного электрич. заряда для всех типов частиц. Электромагнитный ток нуклонов записывается в виде

$$j_\lambda^{\text{э. м.}} = ie \bar{\psi} \gamma_\lambda \frac{1 + \tau_3}{2} \psi, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где  $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$  — 3-я Паули спиновая матрица, связанная с изотопическим спином нуклона. 2 другие матрицы  $\tau$ :  $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ . Зависящая от изотопспина часть этого тока есть

$$j_\lambda^{\text{э. м.}}(\tau) = \frac{ie}{2} \bar{\psi} \gamma_\lambda \tau_3 \psi. \quad (20)$$

Нетрудно показать, что векторная часть тока  $I_\lambda^C.C.$  может быть представлена в виде

$$I_\lambda^C.C.(V) = i \bar{\psi} \gamma_\lambda \tau \psi, \quad (21)$$

где  $\tau = 1/2(\tau_1 - i\tau_2)$  превращает p в n; т. о., (21) — по существу повернутая в изотопич. пространстве 3-я компонента (20). Точно так же, как полный сохраняющийся электромагнитный ток составляется из тока нуклонов и тока тех частиц, с к-рыми они взаимодействуют, полный слабый ток должен представляться в виде

$$I_\lambda^C.C.(V) = i \left( \bar{\psi} \gamma_\lambda \tau \psi + \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial x_\lambda} T_{\alpha\beta} \varphi_\beta + \dots \right) \quad (22)$$

(T — оператор изотопич. спина л-мезонов,  $\varphi_\alpha$  — компоненты л-мезонного поля в изотопич. пространстве), т. к. он есть часть единого сохраняющегося тока изотопич. спина

$$I_\lambda^C.C.(V) = i \left( 1/2 \bar{\psi} \gamma_\lambda \tau \psi + \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial x_\lambda} T_{\alpha\beta} \varphi_\beta + \dots \right), \quad (23)$$

$$\frac{\partial I_\lambda^C.C.(V)}{\partial x_\lambda} = 0. \quad (24)$$

В силу изотопич. инвариантности, выражаемой (24), все свойства (20) переносятся на (21), и, в частности, соответствующий заряд, к-рый в данном случае есть  $G_V$ , должен оставаться неизменным и при наличии сильных взаимодействий.

Гипотеза сохраненияющегося векторного тока (24) ведет к ряду важных следствий. Прежде всего матричный элемент тока сильновзаимодействующих частиц должен выглядеть одинаково для электромагнитного и слабого тока при учете сильных взаимодействий. Общее выражение для матричного элемента векторной части слабого тока дается (11). Но в этом случае можно утверждать, что форм-факторы  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$  совпадают с соответствующими электромагнитными величинами. Это значит, что всегда  $F_1(0) = 1$  (т. е. векторная константа не изменяется сильными взаимодействиями), а  $F_2(0) = (\mu_p - \mu_n)/2M$ , где  $\mu_p$  и  $\mu_n$  — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона; M — масса нуклона. [В  $F_2(0)$  вошла разность  $\mu_p - \mu_n$  потому, что именно она выделяет изотопически векторную часть аномального магнитного момента, связанную со «слабым магнетизмом»].

Т. о., гипотеза сохраняющегося векторного тока предсказывает величину члена «слабого магнетизма». Это предсказание было подтверждено в эксперименте Ву с сотрудниками при исследовании β-распада  $B^{12}$  и  $N^{12}$ . Вклад члена «слабого магнетизма» очень мал; поэтому исследовались β-переходы, к-рые обусловлены в основном аксиальным током и для к-рых вклад основной части векторного тока, пропорциональный  $\gamma_\lambda$ , равен нулю. В этом случае влияние члена «слабого магнетизма» проявляется в виде малых поправок к спектру электронов β-распада:

$$S_{\text{набл}}(E_e) = S_0(E_e) (1 + \delta_3^s/E_e).$$

Ядерные эффекты вносят нек-рую неопределенность в теоретич. оценку коэффициента а, связанного со слабым магнетизмом. По порядку величины  $a \approx (\mu_p - \mu_n)/2M\lambda$ , где  $\lambda = F_2(0) = 1,25$ . Более точное значение а можно получить из вероятности магнитного дипольного перехода в  $B^{12}$ , к-рый является электромагнитным аналогом соответствующих β-переходов. Эксперимент, выполненный в  $B^{12}$  и  $N^{12}$ , дал значение для а, хорошо согласующееся с ожидаемой величиной.

Наличие л-мезонного слагаемого в токе (22) приводит [см. (17)] к возникновению прямого взаимодействия л-мезонов с лептонами, к-рое, в частности, должно вызывать распад:



Теория предсказывает величину отношения R вероятностей π<sup>+</sup>-распада  $R = w(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e)/w(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu) = 1,04 \cdot 10^{-8}$ . Экспериментальное наблюдение распада (25) в Дубне и в ЦЕРНе дали значение  $R = (1,14 \pm 0,09) \cdot 10^{-8}$ . Т. о., эксперимент достаточно хорошо согласуется с гипотезой сохраняющегося векторного тока.

Гипотеза сохраняющегося векторного тока не объясняет факта близости аксиальных и векторных констант в β-распаде и захвате μ-мезонов. Для истолкования этой близости была выдвинута гипотеза частично сохраняющегося аксиального тока

$$\frac{\partial I_\lambda^C.C.(A)}{\partial x_\lambda} = a\varphi, \quad (26)$$

где φ — оператор л-мезонного поля,

$$a \approx 2m_\pi^2 MG_A/g \quad (27)$$

( $m_\pi$  — масса л-мезона, g — константа сильных взаимодействий). Отличие правой части (26) от нуля оказывается существенным только при энергиях, близких в  $m_\pi$ , и в пределе очень высоких энергий

$$\frac{\partial I_\lambda^C.C.(A)}{\partial x_\lambda} \rightarrow 0, \quad \text{так что ток почти сохраняется. Константа а связана с лептонным распадом л-мезона. В пользу гипотезы говорит хорошее согласие рассчитанного времени жизни л-мезона с опытными данными, однако она нуждается в дальнейшей всесторонней проверке.}$$

Лагранжиан (17), построенный как произведение тока на самого себя, помимо известных или предполагаемых взаимодействий, дает также взаимодействия, о существовании к-рых пока не имеется никаких данных. К таким их относятся ( $\bar{p}p$ ) ( $\bar{p}n$ ), ( $\bar{e}e$ ) ( $\bar{\nu}_e e$ ), ( $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ ), ( $\bar{p}p$ ) ( $\bar{p}n$ ) и т. д. (здесь используются символы частиц для обозначения операторов, составляющих лагранжиан взаимодействия). Взаимодействие ( $\bar{p}p$ ) ( $\bar{p}n$ ) ведет к слабому рассеянию нейтронов на протонах. Наиболее характерная его особенность — появление продольной поляризации у рассеянных частиц. Величина продольной поляризации должна составлять примерно  $10^{-6} - 10^{-7}$  при энергии в неск. сотен Мэв, что примерно на 3—4 порядка ниже существующей точности измерений. Это взаимодействие должно также приводить к появлению переходов, нарушающих пространств. четность в ядерных реакциях; доля таких переходов составляет  $10^{-7}$ . Такие переходы, связанные с излучением γ-квантов ядрами  $Cd^{114}$  и  $Ta^{181}$ , были недавно обнаружены [19], что является дальнейшим подтверждением гипотезы универсальности.

Существование  $(\bar{\nu}_e \nu_e)$   $(\bar{\nu}_e e)$ -взаимодействия порождало бы массу разнообразных эффектов:

$$\begin{aligned} \nu_e + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^-, & (1) \\ \nu_e + Z &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^+ + e^- + Z', & (2) \\ e^- + Z &\rightarrow e'^- + \nu_e + \bar{\nu}_e + Z', & (3) \\ \gamma + e^- &\rightarrow e'^- + \nu_e + \bar{\nu}_e, & (4) \\ e^- + e^+ &\rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e, & (5) \\ \gamma + Z &\rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e + Z', & (6) \\ \gamma + \gamma' &\rightarrow \gamma'' + \nu_e + \bar{\nu}_e, & (7) \end{aligned} \quad (28)$$

часть из к-рых [(6) и (7)] идет через виртуальную электронно-позитронную пару. Эффекты (1) и (2) могли бы быть в принципе наблюдаемы в лабораторных условиях, хотя их сечения при доступных сейчас энергиях нейтрино еще очень малы [для процесса (2) при энергии нейтрино 1 Бэв и  $Z = 82$  поперечное сечение  $10^{-41}$  см<sup>2</sup>]. Планируются эксперименты по обнаружению (1) с помощью потоков нейтрино от реактора. Эффекты (3) — (7), если бы они существовали, оказали бы заметное влияние на энерговыделение звезд [21]. Действительно, во всех приведенных процессах часть энергии электронов или фотонов передается паре нейтрино и антинейтрино. В силу малости константы С. в. последние практически не взаимодействуют с веществом звезд и уносят с собой определенную долю энергии. На нек-рых этапах эволюции звезд доля энергии, уносимой нейтрино, может быть очень высока и заметно превышать фотонную светимость звезд (подробнее см. [1]). Быстрая диссипация энергии за счет излучения нейтрино должна была бы ускорять протекание соответствующих этапов эволюции звезд. Есть нек-рые астрофизич. указания, что такое ускорение эволюции звезд на самом деле не имеет места [22].

Как уже подчеркивалось выше, лагранжиан (17) составлен из заряженных токов. Возникает вопрос, нельзя ли распространить понятие универсальности фермиевских взаимодействий, включив в лагранжиан также нейтральные токи, т. е. токи, составленные из одинаково заряженных частиц, напр.:  $\bar{p}\Gamma_\lambda p$ ,  $\bar{n}\Gamma_\lambda n$ ,  $\Delta\Gamma_\lambda n$ ,  $e\Gamma_\lambda e$ ,  $\bar{\nu}_e\Gamma_\lambda\nu_e$  и т. д. Появление подобных слагаемых в общем слабом токе  $I_\lambda$  с необходимостью привело бы к существованию процессов

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow n + e^+ + e^-, & (a) \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-, & (b) \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e, & (v) \end{aligned} \quad (29)$$

(рис. 4, 5), к-рые до сих пор не были обнаружены, во всяком случае, с предсказываемой для них вероятностью. Отсюда можно было бы сделать вывод, что либо нейтральные токи не существуют, либо константа С. в. для них заметно меньше,

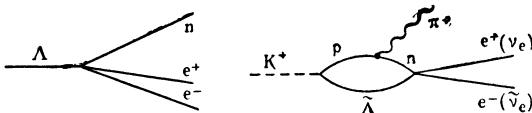


Рис. 4.

Рис. 5.

чем для заряженных токов в наблюдаемой области энергий. Последнее противоречит исходной идее универсальности. Поскольку, однако, нежелательные процессы (29) обусловлены (как видно из рис. 4, 5) наличием тока  $\Delta\Gamma_\lambda n$ , скорее всего следует предположить, что он отсутствует. Нейтральные токи типа  $\bar{p}\Gamma_\lambda p$ ,  $e\Gamma_\lambda e$ ,  $\bar{\nu}_e\Gamma_\lambda\nu_e$  и т. д., составленные из частиц одного сорта, получили назв. с и м м е т р и ч н ы х н е й т р а л ь н ы х т о к о в. Их существование тесно связано с проблемой существования  $(\bar{\nu}_e \nu_e)$   $(\bar{\nu}_e e)$ -взаимодействия ( $\nu e$ -рассеяние). Действительно, для  $V - A$  варианта допустима перестановка операторов поля в лагранжиане след. вида:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}\Gamma_\lambda\nu_e)(\bar{\nu}_e\Gamma_\lambda e) = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}\Gamma_\lambda e)(\bar{\nu}_e\Gamma_\lambda\nu_e), \quad (30)$$

а это и есть взаимодействие, получаемое от произведения симметричных нейтральных токов  $\bar{e}\Gamma_\lambda e$  и  $\bar{\nu}_e\Gamma_\lambda\nu_e$ . Если взаимодействия, отвечающие правой и левой частям (30), входят в лагранжиан с противоположными знаками, они могут полностью или частично погасить друг друга, в зависимости от того, равны или различны их константы. Поэтому ненаблюдение рассеяния нейтрино на электронах может означать, что в природе имеются симметричные нейтральные токи. Их существование могло бы быть замечено, напр., по эффектам нарушения четности при рассеянии электронов на протонах [ $(ee)$   $(pp)$ -взаимодействие]. Вклад процесса, нарушающего четность,  $\sim 10^{-5}$  от электромагнитного рассеяния при энергии электронов 1 Бэв и рассеянии назад. Взаимодействие  $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)$   $(pp)$  вело бы к рас-

сеянию нейтрино на протонах. Однако данные экспериментов в ЦЕРНе (1963 г.) говорят против такого взаимодействия с обычной слабой константой G. Т. о., следует заключить, что, по-видимому, нейтральные токи отсутствуют.

Следует отметить, что в лагранжиане типа (3) перестановка операторов недопустима и равенство (30) не имеет места. Т. о., при наличии промежуточного бозона в С. в.  $(\bar{\nu}_e \nu_e)$   $(\bar{\nu}_e e)$ -взаимодействие не могло бы гаситься симметричными нейтральными токами и следовало бы искать проявления его существования.

**Правила отбора для процессов С. в.** Процессы, вызываемые С. в., регулируются специальными правилами отбора. Их происхождение не во всех случаях понятно до конца, и часть из них пока носит феноменологич. характер. Одно из важных правил отбора связано с существованием и сохранением в С. в. особых квантовых чисел — *жёлтых зарядов*. Понятие лептонного заряда  $l$  было введено, чтобы указать на отличие электронного нейтрино от соответствующего антинейтрино. Действительно, реакция

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (31)$$

имеет место [Коуэн (C. Cowan) и Рейнес (F. Reines)], тогда как реакция

$$\bar{\nu}_e + Cl^{37} \rightarrow e^- + A^{37} \quad (32)$$

не идет [Дэвис (R. Davies)], т. е. запрещена реакция

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p. \quad (33)$$

Отсюда вывод:  $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$ , что позволило приписать  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  разные лептонные заряды — положительный и отрицательный, соответственно, — и объяснить запрет (33). Требование сохранения лептонного заряда  $l$  в реакциях С. в., наряду с предположением, что для сильновзаимодействующих частиц  $l = 0$ , приводит к тому, что следует приписать электрону  $l_e = +1$ , позитрону  $l_e = -1$  [из (31)]. Аналогично можно приписать  $\nu_\mu$  лептонный заряд  $l_\mu = +1$  (для  $\bar{\nu}_\mu$   $l_\mu = -1$ ), и тогда для  $\mu^-$   $l_\mu = +1$  (напр., из реакции  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ), а для  $\mu^+$   $l_\mu = -1$ . Прямая проверка показала, что природа  $l_e$  и  $l_\mu$  различна и для каждого из них порознь имеет место закон сохранения. Действительно, были зарегистрированы реакции [Дэни (G. Danby) и др.]

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n, \quad \nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad (34)$$

тогда как реакции

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n, \quad \nu_\mu + n \rightarrow e^- + p \quad (35)$$

отсутствовали. Факт  $l_e \neq l_\mu$  объясняет различие свойств  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  и обуславливает ряд запретов, в частности:

$$\begin{aligned} \mu^+ &\not\rightarrow e^+ + e^- + e^+, & \mu^+ &\not\rightarrow e^+ + \gamma, \\ \mu^- + Z &\not\rightarrow e^- + Z', & \Lambda &\not\rightarrow n + \mu^+ + e^-. \end{aligned} \quad (36)$$

Ни одна из этих реакций не была зарегистрирована.

Различие свойств  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  (если их массы покоя строго равны нулю) можно истолковать на основе одного четырехкомпонентного дираковского спинора, воспользовавшись тем, что для частиц с нулевой массой проекция спина на импульс (спиральность) является инвариантной характеристикой. Два знака спиральности и различие частицы и античастицы исчерпывают все многообразие состояний:  $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ . Подробнее см. [1].

При распадах странные частицы превращаются в обычные, т. е. странность  $S$  нарушается. Из ф-лы Гелл-Манна — Нисидзимы (K. Nishijima)

$$Q = T_3 + 1/2(S + B), \quad (37)$$

связывающей между собой электрич. заряд  $Q$ , барионный заряд  $B$  и 3-ю проекцию изотопич. спина  $T_3$ , а

также из абс. сохранения  $Q$  и  $B$  вытекает  $\Delta T_3 + \frac{1}{2}\Delta S = 0$ , т. е. нарушение странности ( $\Delta S \neq 0$ ) влечет за собой также и нарушение изотопич. спина ( $\Delta T_3 \neq 0$  и, следовательно,  $|\Delta T| \neq 0$ ).

Оказалось, что распады странных частиц подчиняются след. правилам отбора (подробнее см. [20]): 1)  $|\Delta S| = 1$ ; 2)  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  (изотопич. спин лептонов считается равным нулю); 3)  $\Delta Q = \Delta S$  для лептонных распадов странных частиц, где  $\Delta Q$  и  $\Delta S$  — суммарные изменения электрич. заряда и странности сильно-взаимодействующих частиц, участвующих в распаде.

Правило  $|\Delta S| = 1$  является гипотезой. В ряде наблюдавшихся распадов оно выполнялось тривиально, т. к.  $|S| = 1$ . Более серьезной проверке это правило подвергается в случае распадов каскадных гиперонов  $\Xi^-, \Xi^0$  (для  $k$ -рых  $|S| = 2$ ), где оно запрещает след. распады:

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow n + \pi^-, & (a) \\ \Xi^0 &\rightarrow p + \pi^-, & (б) \\ \Xi^0 &\rightarrow n + \pi^0, & (в) \\ \Xi^- &\rightarrow n + e^- + \tilde{\nu}_e, & (г) \\ \Xi^0 &\rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e. & (д) \end{aligned} \quad (38)$$

Все эти распады не наблюдались, однако для случаев (г) и (д) статистика пока невелика. В пользу этого правила также говорит измеренное значение разности масс  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезонов  $\Delta m_k \approx 10^{-5}$  эв; оценка показывает, что это означает  $\Delta m_k \sim G^2$ .

При наличии переходов с  $|\Delta S| = 2$  в 1-м порядке по константе  $G$  ( $\Delta m_k \sim G$ ) имело бы место  $\Delta m_k \approx 100$  эв.

Наличие правила  $|\Delta S| = 1$  является определяющим обстоятельством при выборе формы тока  $I_\lambda^{н.с.с.}$ . Если бы оно не выполнялось, в  $I_\lambda^{н.с.с.}$  могли бы входить члены вида  $\bar{\Xi}^- \Gamma_\lambda n$ ,  $\bar{\Xi}^0 \Gamma_\lambda p$ ,  $k$ -рые в сочетании с лептонным током (16а) приводили бы к распадам (38 г, д), или члены  $\bar{n} \Gamma_\lambda \Sigma^+$ ,  $\bar{\Sigma}^- \Gamma_\lambda \Xi^0$ ,  $k$ -рые, комбинируясь в лагранжиане (17) с членами от  $I_\lambda^+$  вида  $\bar{p} \Gamma_\lambda \Lambda$ ,  $\bar{n} \Gamma_\lambda \Sigma^-$  и  $\bar{\Sigma}^0 \Gamma_\lambda \Xi^-$ , приводили бы к распадам (38 а, б, в). Заметим, что в переходах, определяемых токами  $\bar{n} \Gamma_\lambda \Sigma^+$ ,  $\bar{\Sigma}^- \Gamma_\lambda \Xi^0$ ,  $\Delta Q = -\Delta S$ , и их присутствие, тем самым, нарушало бы и 3-е правило отбора  $\Delta Q = \Delta S$ . Важность правила  $|\Delta S| = 1$ , т. о., очевидна, и существенной задачей является его теоретич. обоснование.

Правило  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  — чисто эмпирич. происхождение. Оно предсказывает целый ряд соотношений между различными ветвями распадов элементарных частиц (табл. 3),  $k$ -рые сравнительно хорошо подтверждаются экспериментом. Наряду с правилом  $|\Delta S| = 1$  оно нуждается в теоретич. истолковании,  $k$ -рое возможно будет дано на основе идей т. н. *унитарной симметрии*.

Т а б л и ц а 3.

Теория	Эксперимент
$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0)}{w(K_1^0 \rightarrow 2\pi^0)} = 0$	$2 \cdot 10^{-3}$
$\frac{w(\Lambda \rightarrow p + \pi^-)}{w(\Lambda \rightarrow n + \pi^0)} = 2$	$\approx 2$
$\frac{w(K_1^0 \rightarrow 2\pi^0)}{w(K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)} = \frac{1}{3}$	$\approx 1/3$
$\frac{w(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-)}{w(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+)} = 4$	$\approx 3$
$\frac{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{w(K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0)} = 2$	$\approx 2$

Правило  $\Delta Q = \Delta S$  приводит к тому, что должны осуществляться переходы  $a - e$  табл. 4 (и быть запрещенными распады  $a' - e'$ ).

Т а б л и ц а 4.

Обозначение	Разрешены распады	Запрещены распады
$K_{e3}^0$	$K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$ (а)	$K^0 \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+$ (а')
$\tilde{K}_{e3}^0$	$\tilde{K}^0 \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+$ (б)	$\tilde{K}^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$ (б')
$K_{e4}^0$	$K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^- + \pi^0$ (в)	$K^0 \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+ + \pi^0$ (в')
$K_{e4}^+$	$K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^+ + \pi^-$ (г)	$K^+ \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+ + \pi^+$ (г')
	$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \tilde{\nu}_e$ (д)	$\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ (д')
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ (е)	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$ (е')

Аналогично для распадов с участием мюонов. Эксперимент хорошо согласуется с этими предсказаниями. Дальнейшее уточнение правил отбора, регулирующих распады странных частиц, будет иметь большое значение для выявления возможных законов симметрии,  $k$ -рым подчиняются  $S. v.$  и, в частности, для проверки того, насколько успешным является привлечение идей унитарной симметрии в  $S. v.$

**Промежуточный бозон  $S. v.$**  Гипотеза универсального Ферми взаимодействия, выраженная в форме (17), исходит из локального четырехфермионного лагранжиана. Нелокальность появляется только из-за учета сильных взаимодействий. Между тем, именно универсальный характер взаимодействия в сочетании с векторностью варианта делает особенно привлекательным предположение о существовании векторного промежуточного бозона,  $k$ -рый, аналогично фотону в электродинамике, осуществляет взаимодействие между всеми фермионными парами. При обычной формулировке универсального Ферми взаимодействия такой векторный бозон должен быть заряженным. При наличии нейтральных токов понадобилось бы ввести еще и нейтральный промежуточный бозон. Чтобы обеспечить стабильность  $K$ -мезона по отношению к распаду на промежуточный бозон  $W$  и  $\gamma$ -квант, следует потребовать  $m_W > m_K$ . При такой массе промежуточного бозона эффекты нелокальности в распадах элементарных частиц очень малы. Поэтому такие эффекты нелокальности могут проявиться лишь в процессах  $S. v.$  при высоких энергиях. Наиболее пригодна для поисков промежуточного бозона реакция его рождения от нейтрино в кулоновском поле ядра (рис. 6), впервые предложенная Б. Понтекорво и Р. Рындиным (см. [20]). Сечение этой реакции при энергии нейтрино  $E_\nu = 5$  Бэв,  $Z = 82$ ,  $m_W \approx M$  равно  $\sim 4 \cdot 10^{-36}$  см<sup>2</sup>. Бозон  $W^+$  будет обнаруживаться по быстроному ( $< 10^{-17}$  сек) распаду на  $\mu^+ + \nu_\mu$ ,  $e^+ + \nu_e$ ,  $\pi^+ + \pi^0$ ,  $\pi^+ + \pi^- + \pi^+$  и т. д.  $S$  ростом  $m_W$  сечение будет падать. Сейчас можно сделать заключение, что  $m_W > 1,5$  Бэв.

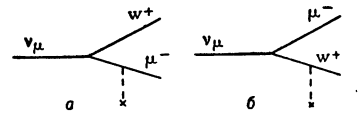


Рис. 6.

Решение вопроса о существовании промежуточных бозонов, их числе и свойствах окажет огромное влияние на понимание природы  $S. v.$  и поможет раскрытию законов их симметрии. Существование промежуточных бозонов может также определить поведение  $S. v.$  при больших энергиях. Сечения процессов, получаемые на основе локального четырехфермионного лагранжиана по возмущенной теории, неограниченно

растут с энергией. Этот физически неприемлемый результат может означать либо непригодность 1-го приближения теории возмущений, либо незаконность экстраполяции наших знаний о С. в. на высокие энергии, где наличие промежуточного бозона может оказаться принципиальным. Первая возможность приводит к необходимости рассматривать высшие приближения теории возмущений, что, ввиду неперенормируемости теории С. в., представляет практически непреодолимую трудность. Вторая возможность требует экспериментального изучения С. в. при высоких энергиях. При этом осложняющим фактором, маскирующим природу С. в., являются сильные взаимодействия. Если гипотеза сохраняющегося векторного тока окажется справедливой и для высоких энергий, в векторной части тока сильновзаимодействующих частиц возникнут электродинамич. форм-факторы  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$ . Ф-ции  $F_1$  и  $F_2$  быстро убывают с ростом  $q^2$  и, следовательно, будут автоматически подавлять сечения упругих процессов. Это важное предсказание требует обязательной эксперимент. проверки. Последние данные по изучению реакции (34) при высоких энергиях подтверждают его и одновременно указывают на отличие ф-ции  $F_3(q^2)$  от 1 и ее убывание с ростом  $q^2$ . Это делает анализ С. в. при высоких энергиях с участием сильновзаимодействующих частиц особенно трудным. Идеальным, с точки зрения проверки поведения С. в. при больших энергиях, были бы процессы с участием одних лептонов, типа  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ; однако они исключительно сложны для эксперимента.

Для обсуждаемого круга проблем может оказаться существенным еще одно обстоятельство. Константа С. в.  $G$ , в отличие от констант др. типов взаимодействий, размерна. С ней связана определенная длина  $l = \sqrt{G} = 7 \cdot 10^{-17}$  см. Именно при энергиях, отвечающих этой длине ( $\approx 300$  Бэв в системе центра инерции), сечения С. в., если принять современную формулировку теории, достигают предела, определяемого унитарностью. При этом С. в. перестают быть слабыми в обычно понимаемом смысле, т. к. их сечения могут быть даже больше сечений электромагнитных процессов и уже не так разительно отличаются от сечений сильных взаимодействий. Сечение любого процесса не может превышать предела, накладываемого унитарностью, т. к. такое превышение означало бы, что полная вероятность процесса больше 1. Поэтому очевидно, что в области энергий  $\approx 300$  Бэв в теории С. в. должны быть внесены радикальные изменения (если только такие изменения не возникнут при меньших энергиях по каким-то специальным причинам). С др. стороны, известно, что основные трудности теорий, описывающих сильные и электромагнитные взаимодействия, также связаны с областью высоких энергий. Именно за счет взаимодействий при очень высоких энергиях в этих теориях возникают физически бессмысленные бесконечные значения массы и заряда. Решение последних трудностей уже давно искали на путях введения в теорию элементарной длины, при достижении к-рой нарушаются общепринятые пространственно-временные соотношения. При наличии такой (обычно очень малой) длины в теории изменяется трактовка процессов в области высоких энергий и появляется возможность устранить из расчетов бесконечные выражения. Обычно величину элементарной длины связывали с характерными размерами тех или иных элементарных частиц ( $1/m_\pi$ ,  $1/M$  и т. д.). Достижение этих длин в эксперименте, однако, не привело ни к каким неожиданностям. Поэтому возможно, что именно длина величины порядка « $l$ », связанной со С. в., сыграет роль элементарной длины в теории.

С. в. присущи всем известным элементарным частицам (за исключением фотона). При энергиях, отвечающих « $l$ », С. в. могут столь же существенно как электромагнитные и сильные взаимодействия определять поведение и свойства элементарных частиц. Введение элементарной длины порядка « $l$ » могло бы разрешить проблемы поведения С. в. при высоких энергиях и одновременно снять многие затруднения др. полевых теорий. Роль С. в., т. о., может оказаться решающей при построении будущей теории элементарных частиц.

Лит.: 1) Марков М. А., Нейтрино, М., 1964; 2) Fermi E., «Z. Phys.», 1934, Bd 88, H. 3, 4, S. 161; 3) Тамм И., «Nature», 1934, v. 133, № 3374, p. 981; 4) Iwanenko D., там же, p. 981; 5) Yukawa H., «Proc. Phys.-Math. Soc. Japan», 1935, ser. 3, v. 47, p. 48; 6) Теоретическая физика 20 века. Сб. статей, пер. с англ., М., 1962, с. 290; 7) Kopinski E. J., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1959, v. 9, p. 99; 8) Lee T. D., Yang C. N., «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 1671; 9) Salam A., «Nuovo cimento», 1957, v. 5, p. 299; 10) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 2, с. 405, 407; 11) Вайсенберг А. О., «УФН», 1960, т. 70, вып. 3, с. 429; 12) Pribitko H., «Rev. Modern. Phys.», 1959, v. 31, № 3, p. 802; 13) Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., «УФН», 1960, т. 71, вып. 4, с. 581; 14) Wolfenstein L., в кн.: Proceedings of International conference on high energy physics, Geneva, 1962, p. 821; 15) Cabibbo N., «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 10, p. 531; 16) Sudarshan E. C., Marshak R. E., в кн.: Proceedings of the Padua-Venice conference, Venice, 1957; 17) Feunmann R. P., Geil-Mann M., «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 193; 18) Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., «ЖЭТФ», 1955, т. 29, вып. 5, с. 698; 19) Мухин А. И., Доклад на 12 Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 (Препринт P-1791, ОИЯИ); 20) Окунь Л. Б., Слабые взаимодействия элементарных частиц, М., 1963; 21) Понтекорво Б., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 5, с. 1615; 22) Hayashi C. [a. o.], «Suppl. Progr. Theor. Phys.», 1962, № 22, p. 1. А. А. Комар.

**СЛАБЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ** антиферромагнетиков — спонтанный ферромагнитный момент, наблюдаемый у многих антиферромагнетиков, обладающих определенной магнитной симметрией.

Наиболее подробно С. ф. изучен на ряде антиферромагнитных кристаллов с ромбоэдрич. структурой (пространств. группа  $D_{3d}^2$ , см. Классы кристаллов). Сюда относятся  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MnCO}_3$ ,  $\text{CoCO}_3$  и  $\text{NiCO}_3$ . На рис. 1 показана магнитная структура кри-

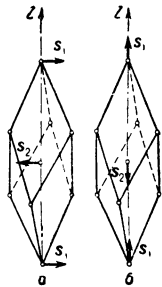


Рис. 1. Магнитная структура  $\text{MnCO}_3$  (а) и  $\text{FeCO}_3$  (б); Z — ось 3-го порядка симметрии,  $s_1$  и  $s_2$  — спины ионов двух антиферромагнитных подрешеток.

сталлографической изоморфных антиферромагнитных карбонатов  $\text{MnCO}_3$  и  $\text{FeCO}_3$  (см. Магнитная структура атомная).  $\text{FeCO}_3$ , являясь чистым антиферромагнетиком, не обладает спонтанным ферромагнитным моментом. В  $\text{MnCO}_3$  спины  $s_1$  и  $s_2$  ионов двух антиферромагнитных подрешеток перпендикулярны тригональной оси Z, но не направлены строго антипараллельно, а отклоняются на небольшой угол  $\varphi$  от антиферромагнитной оси OY (рис. 2). Это приводит к появлению ферромагнитного момента  $\sigma$ , направленного по оси X. Такая картина магнитной упорядочивания подтверждается резкой анизотропией магнитных свойств  $\text{MnCO}_3$  (рис. 3). В любом направлении, перпендикулярном оси Z, намагниченность  $m_\perp$  следует, начиная с полей  $\sim 1$  кэ, закону

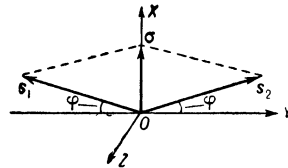


Рис. 2. Образование слабого ферромагнетизма за счет поворота векторов намагниченности  $s_1$  и  $s_2$  ионов двух подрешеток, лежащих в плоскости, перпендикулярной оси Z.

$$m_\perp = \sigma + \chi_\perp H, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — величина спонтанного магнитного момента,  $\chi_{\perp}$  — магнитная восприимчивость в перпендикулярном к оси  $Z$  направлении,  $H$  — напряженность магнитного поля. Вдоль тригональной оси

$$m_{\parallel} = \chi_{\parallel} H.$$

Из рис. 3 видно, что  $\chi_{\perp} \approx \chi_{\parallel}$  (наклон кривых одинаков). Величина  $\sigma$  составляет небольшую долю от номинального ферромагнитного момента  $N g \mu_B s$  ( $N$  — Авогадро число,  $g$  — Ланде множитель,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $s$  — спиновое квантовое число). Так, для  $MnCO_3$   $\sigma/N g \mu_B s = 0,007$ . Темп-ная зависимость  $\sigma$  имеет вид, характерный для кривых упорядочения (рис. 4). При темп-ре  $T_N$  антиферромагнитного перехода  $\sigma$  обращается в нуль. Для темп-ной

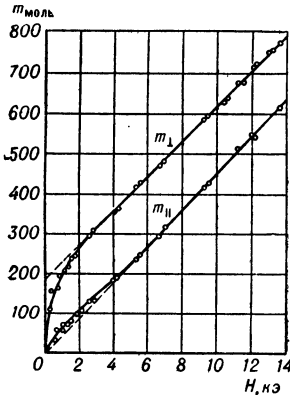


Рис. 3. Зависимость молярной намагниченности монокрystalла  $MnCO_3$  от внешнего поля  $H$  (в кэ), приложенного вдоль главной оси  $Z$  ( $m_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ей ( $m_{\perp}$ ) при  $T = 4,2^{\circ}K$ .

зависимости  $\chi_{\perp}$  характерно наличие сравнительно острого максимума вблизи  $T_N$  (рис. 5).

Теоретич. объяснение С. ф. при установлении антиферромагнитного упорядочения было дано [1] на основе термодинамич. теории фазовых переходов Ландау. Для объяснения С. ф. существует вид разложения

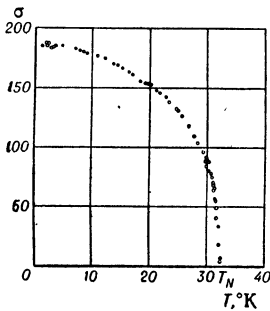


Рис. 4. Темп-ная зависимость спонтанного момента  $\sigma$  для  $CoCO_3$  ( $\sigma$  в единицах СГСМ на моль).

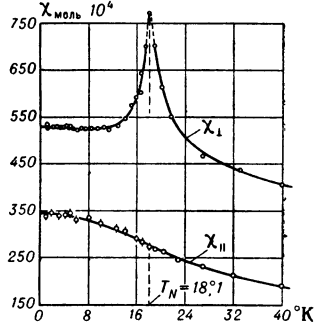


Рис. 5. Темп-ная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi_{\perp}$  ( $CoCO_3$ ).

полного термодинамич. потенциала  $\Phi$  в окрестности точки перехода по компонентам векторов  $m = M_1 + M_2$  и  $l = M_1 - M_2$  (здесь  $M_1 = N s_1/2$  и  $M_2 = N s_2/2$  — молярные намагниченности подрешеток). Это разложение должно быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии пространств группы кристалла. Нек-рые группы симметрии допускают в разложении  $\Phi$  существование членов вида  $l_i m_k$ . Присутствие таких членов означает, что с установлением антиферромагнитного упорядочения с  $l_i \neq 0$  должен возникнуть ферромагнитный момент  $m_k$ . В частном случае ромбоэдрич. структур, обладающих пространств. группой симметрии  $D_{3d}^6$ :

$$\Phi = \frac{A}{2} l^2 + \frac{B}{2} m^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + \frac{b}{2} m_z^2 + \beta (l_x m_y - l_y m_x) + \dots \quad (3)$$

Коэфф. при изотропных членах ( $A$  и  $B$ ) имеют обменное происхождение (см. *Обменное взаимодействие*) и поэтому во много раз больше коэфф. при анизот-

ропных релятивистских членах ( $a$ ,  $b$  и  $\beta$ ). Минимизация (3) при заданном значении  $l^2$  дает 2 решения:

- I.  $l \parallel OZ$  ( $l_x = l_y = 0$ ) и  $m = 0$  ( $FeCO_3$ );
- II.  $l \perp OZ$  и  $m_x = \beta l_y/B$ ,  $m_y = -\beta l_x/B$  и  $m_z = 0$ .

Тогда

$$\sigma = \sqrt{m_x^2 + m_y^2} = \beta l' B \quad (MnCO_3, CoCO_3, NiCO_3).$$

При наложении внешнего поля  $H$  в (3) должен быть добавлен член  $-mH$ , определяющий магн. энергию, так что  $\tilde{\Phi} = \Phi - mH$ . Из разложения  $\tilde{\Phi}$  в ряд можно теоретически вывести ф-лы (1) и (2). При этом  $\chi_{\perp} = 1/B$  и  $\chi_{\parallel} = 1/(B + b)$ . Детальный анализ различных антиферромагнитных структур, допускающих возникновение С. ф., дан в [5].

Микроскопич. рассмотрение [2] показало, что возникновение С. ф. может происходить от двух причин: 1) от анизотропии  $g$ -тензора, если главные оси этого тензора повернуты друг относительно друга для разных позиций ионов, обладающих магнитным моментом, и 2) от совместного действия спин-орбитальных и обменных сил.

Ромбоэдрич. антиферромагнетики со С. ф. оказались очень важными объектами для эксперимент. изучения спектра *спиновых волн* [3]. Для их спектра характерно наличие двух ветвей, одна из к-рых не имеет энергетич. щели и обладает линейным законом дисперсии [4].

В табл. приводится список известных антиферромагнетиков со С. ф. Даны значения  $T_N$  и  $\sigma_0/2M_0$ , где  $M_0 = 1/2 N g \mu_B s$ ,  $\sigma_0$  — экстраполированное к  $T = 0^{\circ}K$  значение спонтанного момента.

Слабый ферромагнетизм антиферромагнетиков.

Соединение	Группа симметрии	Число магнитных ионов в элементарной ячейке	$T_N$ ( $^{\circ}K$ )	$(\sigma_0/2M_0) \times 10^2$
$MnCO_3$	} $D_{3d}^6$	2	32,4	0,7
$CoCO_3$		2	18	8,5
$NiCO_3$		2	22	20,0
$\alpha-Fe_2O_3$	} $D_{4h}^{14}$	4	950	0,1
$NiF_2$		2	73,2	3,1
$KMnF_3$	} $D_{2h}^{16}$	4	—	—
$GdFeO_3$		4	558	0,9
$ErFeO_3$		4	558	0,9

Лит.: 1) Дзялошинский И. Е., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 6, с. 1547; 1957, т. 33, вып. 6, с. 1454; 2) Мориуа Т., «Phys. Rev.», 1960, v. 117, № 3, p. 635; 1960, v. 120, № 1, p. 91; 3) Калинкина И. Н., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 6, с. 2028; 4) Боровик-Романов А. С., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 3, с. 766; 5) Туров Е. А., там же, 1959, т. 36, вып. 4, с. 1254; 6) е го же, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физ.-матем. науки, № 4). А. С. Боровик-Романов.

**СЛЕД АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ** (с п у т н ы й с л е д) — область подторможенной жидкости (газа), возникающая за телом, обтекаемым потоком жидкости (газа), на нек-ром протяжении; является *пограничным слоем*, сошедшим с обтекаемого тела.

**СЛЕД МАТРИЦЫ** — сумма диагональных элементов *матрицы*. Это понятие устанавливается только для квадратной матрицы  $A = \|a_{ik}\|_1^n$ . С. м. обозначается через  $Sp A$ :

$$Sp A = a_{11} + a_{22} + \dots + a_{nn}.$$

Если *характеристическое уравнение* матрицы  $A$  имеет корни  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ , то  $Sp A = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n$ .

**СЛЕД ОПЕРАТОРА** — см. *След матрицы*.

**СЛЕДЯЩИЕ СИСТЕМЫ** — системы *регулирования автоматического*, служащие для управления положением тела в пространстве, так, чтобы оно с требуемой



точностью копировало (отслеживало) положение другого тела. Примеры: С. с. копировальных станков, в к-рых фреза или резец «следит» за перемещением шупа по копиру; артиллерийские С. с., в к-рых орудия или орудийная башня «следит» за рукояткой управления, перемещаемой наводчиком, и т. д. Иногда термин С. с. понимается более широко, и С. с. называют любую систему автоматич. регулирования, предназначенную для того, чтобы к.-л. выходная величина с заданной точностью повторяла изменения входной величины часто иной физич. природы.

В С. с. входная величина сравнивается с выходной величиной, и их разность рассматривается как регулируемый параметр: система автоматич. регулирования поддерживает нулевое значение этого параметра.

Лит.: 1) Основы автоматического регулирования, под ред. В. В. Соколовникова, М., 1954; 2) Теория следящих систем, под ред. Х. Джеймса [и др.], пер. с англ., 2 изд., М., 1953. М. А. Айзерман.

**СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ЗАКОН** — в относительности теории выражает связь между значениями скорости материальной точки в двух системах отсчета, движущихся друг относительно друга прямолинейно и равномерно (галилеевы системы отсчета).

Введем две системы отсчета  $K$  и  $K'$ , считая, что система  $K'$  движется по отношению к  $K$  с постоянной скоростью  $v$ , и обозначим через  $u$  и  $u'$  соответственно скорость частицы по отношению к системам отсчета  $K$  и  $K'$ . Величина  $u = dr/dt$  измеряется с помощью часов и масштаб системы отсчета  $K$  ( $r$  — радиус-вектор частицы в этой системе,  $t$  — время),  $u' = dr'/dt'$  — с помощью масштаб и часов системы  $K'$ .

С. с. з., получаемый из Лоренца преобразований, дает:

$$u'_{\parallel} = \frac{u_{\parallel} - v}{1 - u_{\parallel} v/c^2}, \quad u'_{\perp} = \frac{u_{\perp} \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - u_{\parallel} v/c^2}, \quad (1)$$

где  $u_{\parallel}$  и  $u_{\perp}$  — проекции скорости частицы в системе отсчета  $K$  на направление, параллельное и перпендикулярное к  $v$ , а  $u'_{\parallel}$  и  $u'_{\perp}$  — те же величины в системе отсчета  $K'$ . Если  $v$  направлена вдоль оси  $OX$  (совпадающей для обеих систем отсчета), а оси  $OY$  и  $OZ$  остаются при движении параллельными соответственно  $OY'$  и  $OZ'$ , ф-лы (1) принимают вид:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x v/c^2}, \quad u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - u_x v/c^2}, \quad (2)$$

$$u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - u_x v/c^2}.$$

Для абсолютных величин скоростей  $u'$  и  $u$  имеем соотношение:

$$u' = \frac{\sqrt{u^2 + v^2 - 2uv \cos \alpha} - (1/c^2)(uv \sin \alpha)^2}{1 - uv \cos \alpha/c^2}, \quad (3)$$

$\alpha$  — угол между направлением скорости  $u$  и осью  $OX$  (в системе отсчета  $K$ ). В частном случае, если скорость частицы  $u$  также направлена по  $OX$  ( $\alpha = 0$ ),

$$u' = \frac{u - v}{1 - uv/c^2}. \quad (4)$$

При  $u \ll c$ ,  $v \ll c$  релятивистский С. с. з. переходит в классический:

$$u'_{\parallel} = u_{\parallel} - v, \quad u'_{\perp} = u_{\perp}. \quad (5)$$

Т. к. относит. скорость систем отсчета в классич. механике не ограничена, то из (5) вытекает возможность существования сколь угодно больших скоростей. В теории относительности из ф-лы (4) следует (в соответствии с постулатами теории) инвариантность абсолютной величины скорости света в вакууме (она одинакова и равна  $c$  в любой системе отсчета). Однако направление светового луча не является инвариант-

ным при переходе от одной галилеевой системы отсчета к другой. Из ф-л (2) при  $u = c$  имеем:

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{\sin \alpha \cdot \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha - \beta}; \quad \beta = v/c. \quad (6)$$

В ф-ле (6) заключена релятивистская теория явления aberrации звезд. М. С. Рыжкин.

**СЛОИСТЫЕ РЕШЕТКИ** — кристаллич. решетки, имеющие единственную серию взаимно параллельных эквивалентных друг другу (совместимых операциями симметрии) атомных плоскостей с особенно большим межплоскостным расстоянием по сравнению со всеми другими межплоскостными расстояниями в той же решетке. Примеры С. р.: графит, слюда,  $\text{CdCl}_2$ ,  $\text{CdI}_2$ ,  $\text{MoS}_2$  и др. Кристаллы слоистой структуры обладают совершенной спайностью по слоям и ярко выраженной анизотропией многих физич. свойств вдоль и поперек слоев.

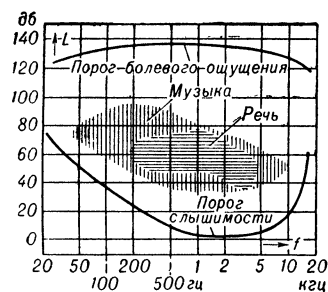
Лит.: 1) Бок и Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 2) Белов Н. В., Кристаллохимия силикатов с крупными катионами, М., 1961; 3) Эванс Р. К., Введение в кристаллохимию, пер. с англ., М.—Л., 1948; 4) Уэллс А. Ф., Строение неорганических веществ, пер. с англ., М., 1948; 5) Паулинг Л., Природа химической связи, пер. с англ., М.—Л., 1947. А. В. Шубников.

**СЛУХ** — способность организма получать информацию о внешнем мире, воспринимая звуковые колебания окружающей среды с помощью спец. нервного механизма — звукового (слухового) анализатора. Слуховой анализатор условно разделяют на 3 отдела: периферический, включающий звуковоспринимающие органы и рецепторы — нервные клетки, преобразующие энергию раздражителя в энергию нервного возбуждения; проводниковый — нейроны, проводящие возбуждение; центральный, в к-ром нейроны воспринимающих центров производят обработку информации. Структура звуковоспринимающих органов и центральных отделов слухового анализатора различна у разных групп животных и постепенно усложняется с повышением организации животных в процессе эволюционного развития. У млекопитающих к слуховому анализатору относятся наружное, среднее и внутреннее ухо, нервные проводящие пути слуховой системы, проходящие от кортиева органа в слуховую область коры головного мозга, и слуховая область коры.

К основным свойствам С. можно отнести способность С. к различению частоты и интенсивности звуков, к анализу сложных звуков и к оценке их свойств, определять положение источника звука в пространстве, достаточно надежно выделять один из звуковых сигналов на фоне других и т. д. Свойства С. различны у разных животных. Более высокоорганизованные животные обладают существенно большим богатством свойств С. Напр., С. человека обладает рядом специфич. свойств, связанных с восприятием речевых сигналов (см. Речь).

Исследование С. основано на изучении реакции — ответов организма на звуковой раздражитель. Методы исследования С. разнообразны, напр., при исследовании деятельности кортиева органа, проводящих путей слуховой системы, слуховых областей коры головного мозга пользуются регистрацией биопотенциалов (см. Физиологическая акустика, Биоэлектрические потенциалы). Методы психологической акустики применяются при определении интегральных количественных характеристик С., к к-рым относятся: 1) Слуховая чувствительность (порог слышимости или абсолютный порог), верхний предел слухового восприятия (порог болевого ощущения) и частотный диапазон слышимости. У разных животных диапазон слышимых звуков различен. Напр., для сверчков частотный диапазон 2 гц — 4 кгц, для кузнечиков 10 гц — 100 кгц, для ночной бабочки *Prodenia eridiana* 15 гц — 240 кгц, для лягушки 50 гц — 30 кгц,

верхняя частотная граница слышимости для птиц 15—20 кГц, для летучих мышей 100—150 кГц. Область слышимых звуков человека приведена на рис. 2) Дифференциальные или разностные пороги, определяемые как минимальные изменения параметра стимула, к-рые могут различаться слуховым анализатором, характеризуют точность оценки звуковых сигналов. Точность оценки положения источника звука в пространстве (см. Бионауральный эффект) связана со способностью воспринимать коррелированность сигналов, поступающих на два пространственно разделенных приемника звука. 3) Субъективные шкалы (высота звука, громкость), определяющие переход от объективных характеристик сигналов к их субъективному восприятию. 4) Маскировка звука, критич. полосы и ряд др. характеристик, связанных с восприятием более сложных звуков и определяющих способность выделять нужный сигнал на фоне множества одновременно слышимых звуков.



Область слышимых звуков для человека:  $f$  — частота,  $L$  — уровень интенсивности относительно уровня  $2 \cdot 10^{-4}$  дин/см<sup>2</sup> (данные по Цвиккеру, 1956).

При изучении интегральных характеристик С. большое внимание уделяется исследованию явлений слухового утомления, нелинейности С. и связанным с ней вопросам (комбинационные тона, субъективные тона, определенные высоты сложных звуков и т. д.).

Теория С. призвана решить следующие задачи: 1) Дать объяснение психоакустич. данных (интегральных характеристик) в соответствии с принципами работы слухового механизма и данными нейрофизиологии. 2) Определить место С. в общей теории связи при рассмотрении вопросов восприятия речи. 3) Выработать достаточно точные количественные оценки реакций на звуковые раздражители, позволяющие прогнозировать реакции организма. Изучение С. естественно рассматривать в едином комплексе с исследованием других анализаторов, позволяющих организму выделять и обрабатывать информацию об окружающей среде и состоянии организма. Законченной единой теории С. еще нет.

Лит.: 1) Ржевкин С. Н., Слух и речь в свете современных физических исследований, 2 изд., М.—Л., 1936; 2) Stevens S. S., Davis H., Hearing, its psychology and physiology, N. Y., 1938; 3) Андреев Л. А., Физиология органов чувств, М., 1941; 4) Licklider J. C. R., Basic correlates of the auditory stimulus, в кн.: Handbook of experimental psychology, ed. S. S. Stevens, N. Y.—L., 1951; 5) Békésy G. von, Rosenblith W. A., The mechanical properties of the ear, там же, p. 1075; 6) Feldtkeller R., Zwicker E., Das Ohr als Nachrichtempfänger, Stuttgart, 1956; 7) Békésy G. von, Experiments in hearing, N. Y., 1960; 8) Neural mechanisms of the auditory and vestibular systems, ed. G. L. Rasmussen, W. F. Windle, Springfield (Ill.), 1960; 9) Sensory communication, ed. W. A. Rosenblith, N. Y.—L., 1961.

**СЛУЧАЙНАЯ ВЕЛИЧИНА** — величина, принимающая в зависимости от случая те или иные значения с определенными вероятностями. Если С. в  $\xi$  принимает конечную или бесконечную последовательность различных значений, то ее *распределение вероятностей* (закон распределения) задается указанием этих значений  $x_1, x_2, \dots, x_n, \dots$  и соответствующих им вероятностей:  $p_1, p_2, \dots, p_n, \dots$  С. в указанного типа называются дискретными. В других случаях распределение вероятностей задается указанием для каждого отрезка  $\Delta = [a, b]$  вероятности  $P_{\xi}(a, b)$  неравенства  $a \leq \xi < b$ . Особенно часто встречаются С. в., для

к-рых существуют такие функции  $P_{\xi}(x)$  (плотность вероятности), что

$$P_{\xi}(a, b) = \int_a^b P_{\xi}(x) dx.$$

С. в. этого типа называются непрерывными.

**СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС** — см. Вероятностный процесс.

**СЛЮДЫ** — минералы, особая группа алюмосиликатов. Основу структуры С. составляют двумерные слои (листы) кремнекислородных тетраэдров, соединенных 3 общими вершинами;  $1/4$  ионов Si в тетраэдрах замещена ионами Al; свободные связи ионов O направлены в одну сторону и компенсируются ионами металлов Химич. состав  $R^+R_3^{2+}[AlSi_3O_{10}][OH, F]_2$  или  $R^+R_3^{2+}[AlSi_3O_{10}][OH]_2$ , где  $R^+ = K^+$ ;  $R^{2+} = Al^{3+}$ , иногда  $Fe^{3+}$ ,  $Mn^{3+}$ , изредка  $Cr^{3+}$ ,  $V^{3+}$ ;  $R^{2+} = Mg^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Mn^{2+}$ , а также  $Li^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$ ,  $Co^{2+}$  и др.; группа OH может быть замещена на F. Для С. характерен изоморфизм:  $Mg^{2+}$  заменяется на  $Fe^{2+}$  и  $Li^{2+}$ , а  $Al^{3+}$  на  $Fe^{3+}$ ; существуют гетероалентные замещения:  $Mg^{2+}(Fe^{2+})$  на  $Al^{3+}(Fe^{3+})$ . По химич. составу С. делятся на магнево-железистые — биотит  $K(Mg, Fe)_2[AlSi_3O_{10}][OH, F]_2$ , флогопит  $KMg_3[AlSi_3O_{10}][F, OH]_2$ , алюминиевые — мусковит  $KA_2[AlSi_3O_{10}][OH]_2$ , и литиевые — лепидолит  $KLi_2Al[Si_4O_{10}][F, OH]_2$ . Все С. кристаллизуются в моноклинной системе. Плотность 2,7—3,2 г/см<sup>3</sup>. Специфич. свойства С.: весьма совершенная спайность, высокая упругость и гибкость листочков, низкая твердость (2—3 по Моосу), хорошие электроизоляц. свойства (уд. электрич. сопротивление мусковита  $10^{14}$ — $10^{15}$ , флогопита  $10^{13}$ — $10^{14}$  ом·см, электрич. прочность  $\sim 10^2$  кв/мм), высокие механич. характеристики. С. могут быть получены искусственно. Применяются в основном в электро- и радиотехнике в качестве электроизоляц. материала.

Лит.: 1) Бетехтин А. Г., Минералогия, М., 1950; 2) Волков К. И., Загибалов П. Н., Технология слюды, М., 1958.

**СМАЗКИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ** — учение о явлениях, возникающих в смазочном слое, т. е. в слое вязкой жидкости (или газа), заключенном между поверхностями перемещающихся друг относительно друга твердых тел. Согласно С. г. т., сопротивление взаимному перемещению тел, разделенных смазочным слоем, зависит не от материала и структуры поверхностей этих тел (как при сухом трении), а от физ. свойств смазки и закона ее движения в слое; тем самым определение этого сопротивления сводится к чисто гидродинамич. задаче.

Методы С. г. т. позволяют найти момент  $M$  сил трения, действующих на шип в подшипнике скольжения с жидкостной смазкой, а также направленную перпендикулярно линии центров шипа и подшипника поддерживающую силу  $P$ , к-рая уравновешивает нагрузку на шип. Приближенно при полной смазке

$$M = \alpha \mu S v R / h, \quad P = \beta \mu S v R / h^2,$$

где  $\mu$  — динамич. коэфф. вязкости смазки,  $S$  — площадь поверхности шипа,  $v$  — скорость точек этой поверхности,  $R$  — радиус шипа,  $h$  — наименьший просвет между шипом и подшипником,  $\alpha$  и  $\beta$  — безразмерные коэфф., зависящие от эксцентриситета шипа и определяемые в ходе расчета (при отсутствии эксцентриситета  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0$ ). Аналогичные ф-лы получаются для ползуна, где роль эксцентриситета играет угол наклона ползуна. При расчете подшипников с газовой смазкой учитывается сжимаемость газа и темп-рный эффект.

Лит.: 1) Гидродинамическая теория смазки. Сб. статей, под ред. и с доп. статьями Л. С. Лейбензона, М.—Л., 1934 (содержит оригинальные статьи основоположника С. г. т. Н. П. Петрова, О. Рейнольдса, А. Зоммерфельда, А. Мичеля, Н. Е. Жуковского и С. А. Чаплыгина); 2) Тарг С. М.,

Основные задачи теории ламинарных течений, М.—Л., 1951, гл. VIII; 3) Корочинский М. В., Теоретические основы работы подшипников скольжения, М., 1959. С. М. Тара.

**СМАЧИВАНИЕ** — проявление взаимодействия молекул на трехфазной границе сосуществования твердой, жидкой и газообразной (или 2-й жидкой) фаз, выражающееся в растекании жидкости на поверхности твердого тела (рис. 1). Косвенным результатом С. может явиться также изменение кривизны свободной поверхности жидкости при контакте с твердой стенкой (рис. 2). Линия, ограничивающая поверхность раздела твердого

Рис. 1. Различные случаи смачивания при нанесении капли жидкости на твердую поверхность. Верхняя половина рис. соответствует случаю: жидкость 1 — воздух 2 — твердое тело 3; нижняя половина — случаю избират. смачивания: жидкость 1 (вода) — жидкость 2 (углеводородное соединение) — твердое тело 3 (жидкости не смешиваются), а — полное смачивание сверху и полное несмачивание снизу (твердая поверхность гидрофильна); б — твердое тело смачивается 1-й жидкостью лучше, чем 2-й; в — твердое тело лучше смачивается 2-й жидкостью, чем 1-й (поверхность гидрофобна).

того тела и смачивающей его жидкости, наз. периметром С.

С. бывает статическим (равновесным), при к-ром линейная граница С. неизменна, и кинетическим (неравновесным), когда граница С. перемещается по поверхности твердого тела.

Мерой статич. С. служит величина

$$B = \cos \theta = (\sigma_{23} - \sigma_{13}) / \sigma_{12} = \beta / \sigma_{12}, \quad (1)$$

где  $\theta$  — краевой угол,  $\sigma_{23}$ ,  $\sigma_{13}$  и  $\sigma_{12}$  — величины поверхностного натяжения на границах сосуществующих фаз (рис. 3). Чем больше  $\beta = \sigma_{23} - \sigma_{13}$ , тем лучше С.

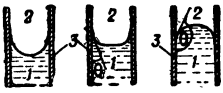


Рис. 2. Случаи смачивания стенок трубки различными жидкостями: а — полное смачивание ( $\theta \rightarrow 0$ ); б — неполное смачивание ( $\theta < 90^\circ$ ); в — полное несмачивание ( $\theta \rightarrow 180^\circ$ ).

С. можно рассматривать как 1-ю стадию физ.-хим. взаимодействия жидкости с твердым телом. Первоначально при С. на поверхности твердого тела образуется тонкий адсорбционный слой жидкости (см. *Адсорбция*). При равновесии нанесенной на поверхность капли жидкости с адсорбционным слоем образуется конечный угол  $\theta$ ; при отсутствии такого равновесия жидкая пленка непрерывно утончается и наблюдается полное С., при к-ром  $\theta \rightarrow 0$ . При полном С. избыток жидкости безгранично растекается по поверхности твердого тела. Поэтому достаточно растворимыми в данной жидкости могут быть лишь твердые тела, хорошо ею смачиваемые.

При натекании жидкости на твердое тело значение краевого угла  $\theta_n$  отличается от его значения  $\theta_0$  при оттекании жидкости, — наблюдается т. н. гистерезис С., объяснимый рядом причин, в частности шероховатостью твердого тела. При оттекании жидкость перемещается по собственной шероховатой пленке; поэтому  $\theta_0 < \theta_n$ .

При адсорбции поверхностно-активных веществ (ПАВ) на поверхность твердого тела характер С. меняется: если они ориентируются своими полярными группами к твердой поверхности, то поверхность становится гидрофобной; если ориентируются не-

полярными группами, — гидрофильной (см. *Гидрофильность и гидрофобность*).

Гидрофилизация ПАВ поверхностей твердых тел широко применяется в производств. процессах, где необходимо улучшить С.: текстильное производство, получение и переработка полимеров и синтетич. моющих средств, производство фотографич. материалов, пищевая промышленность, защита растений и т. д. Гидрофобизация ПАВ применяется при флотации руд.

Кинетич. С. характеризуется непрерывным образованием новых поверхностей раздела. Мерой кинетич. С. служит критич. скорость  $u_c$ , при к-рой прекращается С. жидкости поверхностью движущегося твердого тела (подложки).

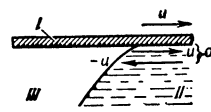


Рис. 4. Кинетич. смачивание при скорости движения твердого тела (подложки)  $u$ , бесконечно близкой к  $u_c$ : I — подложка; II — жидкость; III — воздух; а — область скачка потенциала.

При движении подложки со скоростью  $u_c$  контакт между ее поверхностью и жидкостью нарушается возд. прослойкой, увлекаемой подложкой (рис. 4). Явление кинетич. несмачивания объясняется скачком скорости жидкости вблизи линейной границы С. и, соответственно, скачком потенциала молекулярных сил, обуславливающих притяжение молекул жидкости к контактирующей поверхности. Разрыв непрерывности скоростей жидкости на границе С. указывает на образование

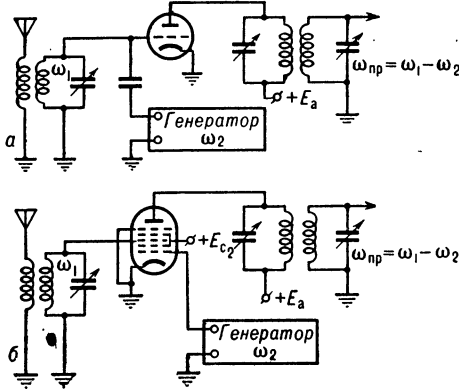
там новой поверхности жидкости, движущейся в сторону расширения возд. зазора; в случае присутствия в жидкости ПАВ они активно адсорбируются на эту вновь образуемую поверхность, что приводит к изменению скачка потенциала и, соответственно, росту  $u_c$  кинетич. несмачивания.

Методы измерения статич. С. состоят: 1) в прямом измерении  $\theta$  по контуру капли или пузырька газа, полученному фотографированием или проектированием капли (пузырька) на экран; 2) в измерении поверхностного натяжения фаз по периметру С. и расчету по этим данным  $B$ . В случае кинетич. С.  $u_c$  определяется экспериментально как скорость протягивания подложки над смачивающей ее жидкостью, при к-рой наступает несмачивание.

Лит.: 1) Ребиндер П. А. [и др.], Физико-химия флотационных процессов, М.—Л. — Свердловск, 1933; 2) Исследования в области прикладной физико-химии поверхностных явлений. Сборник, под ред. П. А. Ребиндера [и др.], М.—Л., 1936; 3) Новые исследования в области теории флотации. Сборник, пер. с англ., под ред. П. А. Ребиндера, М.—Л., 1937; 4) Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952; 5) Плаксин И. Н., Металлургия благородных металлов, М., 1958; 6) Адам Н. К., Физика и химия поверхности, пер. с англ., М.—Л., 1947; 7) Дерягин Б. В., Леви С. М., Физико-химия нанесения тонких слоев на движущуюся подложку, М.—Л., 1959; «Химическая наука и пром-сть», 1959, т. 4, № 5; 8) Шварц А., Перри Дж., Поверхностноактивные вещества..., пер. с англ., М.—Л., 1953, [2 изд.], М., 1960. С. М. Леви.

**СМЕСИТЕЛИ** (в радиотехнике) — преобразователи частоты, содержащие нелинейный элемент, в цепи к-рого возникают колебания промежуточной частоты, равной разности или сумме двух подаваемых частот. При одновременном воздействии двух гармонич. напряжений  $U_1$  и  $U_2$  различных частот на элемент, обладающий нелинейной зависимостью тока  $I$  от напряжения  $U$  (вольтамперная характеристика), в цепи этого элемента появляются различные комбинационные частоты, амплитуда к-рых определяется видом вольтамперной характеристики. Если  $U_1 = U_{01} \sin \omega_1 t$  и  $U_2 = U_{02} \sin \omega_2 t$  и  $I(U)$  — полином второй степени, то можно показать, что ток в цепи нелинейного элемента:  $I = \alpha(U_1 + U_2) + \beta(U_1 + U_2)^2 = \frac{1}{2} \beta U_{01}^2 + \frac{1}{2} \beta U_{02}^2 + \alpha U_{01} \sin \omega_1 t + \alpha U_{02} \sin \omega_2 t + \frac{1}{2} \beta U_{01}^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{1}{2} \beta U_{02}^2 \cos 2\omega_2 t + \beta U_{01} U_{02} \cos(\omega_1 - \omega_2) t - \beta U_{01} U_{02} \cos(\omega_1 + \omega_2) t$ .

Каждая из комбинационных частот может быть выделена включением в цепь колебат. контура, настроенного на нее. В радиоприемных устройствах супергетеродинного типа обычно производится понижение частоты несущей выделением составляющей  $\beta U_{01} U_{02} \cos(\omega_1 - \omega_2)t$ , т. к. дальнейшее усиление



Схемы смесителей; а — односеточного на триоде; б — двухсеточного на пентоде.

выгодно вести на более низкой промежуточной частоте  $\omega_{пр} = \omega_1 - \omega_2$ . Если одно из напряжений, подаваемых на С., модулировано по амплитуде (или частоте), а второе — гармоническое, то сигнал на разностной частоте также будет модулирован по амплитуде (или частоте).

В области обычных частот нелинейными элементами С. служат электронные лампы. Недостаток односеточного С. (рис., а) — наличие паразитной связи между колебат. контурами генераторов сигналов, что приводит, напр., к затягиванию частоты гетеродина в супергетеродинных приемниках. Этого недостатка лишены С. на пентодах, гектодах и гексодах, у к-рых напряжения сигнала и генератора подаются на разные сетки (рис., б). В сантиметровом диапазоне С. работают на полупроводниковых диодах (малые паразитные емкости) с распределенными резонансными системами, обладающими высокой добротностью (см. Кристаллический смеситель).  
Лит.: Си ф о р о в В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954. А. А. Брандт.

**СМЕСИТЕЛЬНАЯ ЛАМПА** — электронная лампа, работающая в смесителе. С. л. могут служить триоды (оба сигнала подаются на управляющую сетку), пентоды с двойным управлением (сигналы поступают на управляющую и антидиффузионную сетки) и спец. многосеточные С. л. — гексоды и гектоды, обладающие, по сравнению с пентодами, меньшими межэлектродными емкостями и большими значениями крутизны преобразования.

**СМЕСЬ СОСТОЯНИЙ** — состояние квантово-механич. системы, к-рое описывается не волновой ф-цией, а матрицей плотности, или статистич. оператором.

В смешанном состоянии, в отличие от чистого состояния, описываемого волновой ф-цией, не задан полный набор значений динамич. переменных, определяющих квантово-механич. систему. В нем определены лишь вероятности  $w_1, w_2, \dots$  обнаружить систему в различных квантовых состояниях, описываемых волновыми ф-циями  $\psi_1, \psi_2, \dots$  Среднее значение любой физич. величины  $A$  в смешанном состоянии определяется выражением

$$\bar{A} = \sum_k w_k (\psi_k^* A \psi_k), \quad \sum_k w_k = 1,$$

где  $(\psi_k^* A \psi_k)$  — среднее значение величины  $A$  в ч-

стом состоянии  $\psi_k$ , ф-ция  $\psi_k$  нормированы на единицу,  $A$  — линейный эрмитов оператор.

В С. с., в отличие от суперпозиции состояний, различные состояния между собой не интерферируют, т. к. при определении среднего складываются не волновые ф-ции, а средние значения.

Понятие С. с. играет большую роль в квантовой статистике и теории измерений. Как примеры С. с. можно привести неполяризованный пучок частиц со спином или газ в термостате.

Лит.: Д а в ы д о в А. С., Квантовая механика, М., 1963, § 14, а также литература к ст. Матрица плотности. Д. Н. Зубарев.

**СМЕШАННЫЕ КРИСТАЛЛЫ** — кристаллы нестехиометрического (переменного) состава. С. к. получают при совместной кристаллизации двух и более веществ, близких по химическим и кристаллографич. признакам, таким, как: изоструктурность, близость параметров решетки, принадлежность чистых кристаллов, дающих С. к., к одному кристаллографич. классу, одинаковые координационные числа замещающих друг друга атомов и ионов, близкие по величине радиусы таких атомов и ионов, одинаковая их валентность или суммарная валентность двух ионов, близкие по виду химические ф-лы веществ, дающих С. к., принадлежность взаимно замещающих атомов к одной группе периодической системы и др. Примеры веществ, образующих С. к.: Au и Ag, K и Rb, KCl и NH<sub>4</sub>Cl, ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> и FeAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, KAl(SO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·12H<sub>2</sub>O и KCr(SO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·12H<sub>2</sub>O, CaCO<sub>3</sub> и NaNO<sub>3</sub>, NaClO<sub>3</sub> и NaNO<sub>3</sub> и др. (см. Изоморфизм).

Лит.: 1) Б о к и й Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 2) У о л л с А. Ф., Строение неорганических веществ, пер. с англ., М., 1948; 3) Э в а н с Р. К., Введение в кристаллохимию, пер. с англ., М.—Л., 1948. А. В. Шубников.

**СМЕЩЕНИЕ ГРАНИЦ ДОМЕНОВ** — перемещение граничного слоя между соприкасающимися доменами с различной ориентацией векторов самопроизвольной намагниченности  $I_s$ . В этом слое элементарные магнитные моменты (спины) имеют ориентацию, переходную между направлениями  $I_s$  соседних доменов (рис. 1).

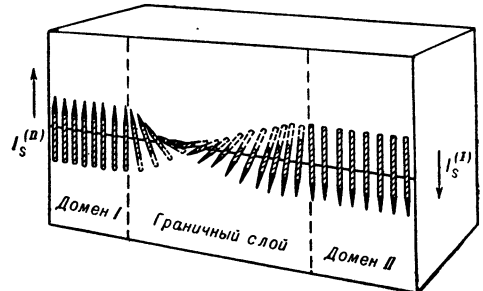


Рис. 1. Магнитная структура граничного слоя в кристалле.

Если С. г. д. протекает под действием внешнего поля  $H_e$ , то тело приобретает результирующий магнитный момент в направлении поля (см. Намагничивания процессы). В присутствии поля домены,  $I_s$  к-рых составляют с направлением поля наименьшие углы, становятся энергетически более выгодными по отношению к полю, чем домены, у к-рых эти углы больше. Вследствие этого с разных сторон границы плотность энергии внешнего поля оказывается различной, что создает одностороннее давление на границу и вызывает ее перемещение; объем доменов, «выгодно» ориентированных по отношению к полю, увеличивается за счет «невыгодно» ориентированных доменов. На рис. 2 в качестве примера показано смещение 180°-границы при намагничивании кристалла кремнистого железа вдоль оси легчайшего намагничивания. Черные линии — границы между доменами, выявленные

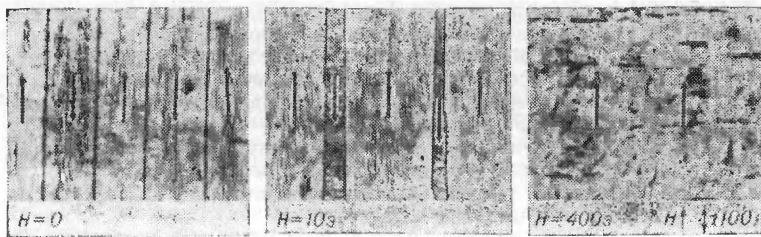


Рис. 2. Смещение границ доменов кремнистого железа.

методом порошковых фигур. Стрелками показаны направление  $I_s$  в доменах, ориентация магнитного поля и оси легчайшего намагничивания. Положение границы в каждый момент времени определяется равновесием между силами поля  $H_e$  и внутренними силами, связанными с локальными неоднородностями в ферромагнитном кристалле, изменяющимися величиной уд. поверхностной граничной энергии  $\gamma$ . Такими неоднородностями могут быть внутренние неоднородные напряжения, вызванные искажениями кристаллич. решетки, неферромагнитные включения, магнитные поля рассеяния, возникающие около искажений и включений, а также на поверхности образца. В идеальном однородном ферромагнетике, где эти неоднородности отсутствуют, С. г. д. должны проходить и завершаться в очень малых магнитных полях. В этом случае смещение границ препятствуют лишь поля вихревых токов, вызываемых движением границы, и изменение объемной магнитоупругой энергии, связанной с магнитострикцией. В реальных ферромагнетиках, где всегда имеются локальные неоднородности кристаллич. решетки, С. г. д. практически полностью регулируется локальными изменениями  $\gamma$  и изменением поверхности границ.

Различают обратимые и необратимые С. г. д. При обратимых процессах уменьшение  $H_e$  приводит к смещению границ в обратном направлении через те же места в кристалле, через к-рые они проходили при

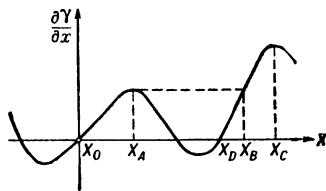


Рис. 3. Кривая изменения граничной энергии домена при перемещении его границ.

рис. 3. При  $H_e = 0$  граница находится в положении  $x_0$ , где  $d\gamma/dx = 0$ . Направление  $H_e$  таково, что граница смещается в область положительных значений  $x$ . Условие равновесия между величиной поля, смещающего границу на расстояние  $\delta x$ , и градиентом граничной энергии в этом случае:  $2H_s \delta x = (d\gamma/dx) \delta x$ , т. е. чем больше  $d\gamma/dx$ , тем большее поле требуется для смещения границы на одну и ту же величину. Под действием поля граница обратимо смещается до тех пор, пока она не достигнет точки  $x_A$ ; при этом  $H_e$  достигает значения т. наз. критич. поля  $H_0$ . При  $H_0$  граница продолжает свое движение без дальнейшего увеличения поля, происходит скачок Баркгаузена (см. Баркгаузена эффект). Дальнейшее увеличение поля заставляет границу вновь смещаться обратно вплоть до следующего более высокого максимума — точки  $x_C$ . Переход границы из  $x_A$  в  $x_B$  необратим. Действительно, если после достижения

точки  $x_B$  уменьшить величину  $H_e$  до нуля, то граница переместится в точку  $x_D$ . В точку  $x_0$  ее можно перевести лишь дополнительным размагничиванием образца. С. г. д. связаны форма кривых намагничивания и петель гистерезиса ферромагнетиков.

С. г. д. могут происходить также при упругом деформировании и при изменении темп-ры образца, т. к. эти воздействия могут перераспределить в кристалле места с минимальным  $\gamma$ . В свою очередь С. г. д., вызванные этими причинами, могут быть как обратимыми, так и необратимыми. В отсутствие магнитного поля упругая деформация и изменение темп-ры не приводят к возникновению результирующей намагниченности образца.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 2) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М.—Л., 1952; 3) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 4) Kittel С., «Rev. Modern Phys.», 1949, v. 21, № 4, 541; Физика ферромагнитных областей. Сб. статей, пер. с англ. и франц., М., 1951. Я. С. Шур, В. А. Зайкова.

**СМЕЩЕНИЯ ТОК** — скорость изменения во времени электрич. смещения, т. е. величины  $D/4\pi$ , где  $D$  — электрич. индукция. Плотность С. т. (поскольку  $D = E + 4\pi P$ )

$$j_{см} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{D}{4\pi} \right) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t},$$

где  $E$  — напряженность электрич. поля,  $P$  — поляризация (средний электрич. момент ед. объема диэлектрика). Т. о., полный С. т. состоит из двух физически разнородных частей: С. т. в вакууме  $j_{вак} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}$  и поляризационного тока  $j_{пол} = \partial P / \partial t$ , отличного от нуля только в веществе. среде. Во времена Максвелла, к-рый ввел понятие С. т., между этими частями не проводилось принципиального различия. В действительности  $j_{пол}$  имеет ту же природу, что и ток проводимости  $j$  (движение зарядов в веществе, но не свободных, а связанных), а  $j_{вак}$  характеризует скорость изменения электрич. поля и не связан с выделением джоулева тепла. Общее между  $j_{вак}$  и электрич. токами  $j$  и  $j_{пол}$  состоит в том, что он создает вихревое магнитное поле  $H$  по тому же закону:

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} (j + j_{см}) = \\ &= \frac{4\pi}{c} (j + j_{вак} + j_{пол}). \end{aligned}$$

Введение С. т. по существу означало открытие того фундаментального факта, что переменное электрич. поле обуславливает возникновение вихревого магнитного поля.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957. С. М. Рытов.

**СМЯТИЕ** — вид местной пластич. деформации, вызванной сжатием твердых тел в местах контакта. Зона С. находится в напряженном состоянии объемного неравномерного сжатия. С. материала начинается тогда, когда интенсивность напряжений достигает величины предела текучести материала. При статич. воздействии нагрузки С. наступает одновременно во всей области материала, охваченной контактом. При динамич. воздействии нагрузки (многократный контакт) С. постепенно охватывает область контакта. Размеры смятого слоя зависят от величины, характера и времени воздействия нагрузки, а также от температуры нагрева сжимаемых материалов. С. наблюдается не только у пластичных, но и у хрупких материалов (закаленная сталь, чугун, стекло и др.). При динамич. воздействии нагрузок в отдельных точках

смятой зоны исчерпывается возможность сдвигов по плоскостям скольжения и начинается т. н. усталостное разрушение материала (выкрашивание, питтинг). Это явление характерно для процесса изнашивания при трении качения.

С. широко пользуются для создания заклепочных, врубовых и других плотных соединений. С. — начальная стадия таких технологич. процессов холодной и горячей обработки металлов, как прокатка, вальцовка, ковка и др. *М. Л. Горб.*

**СОБСТВЕННАЯ ПОЛОСА ПОГЛОЩЕНИЯ** — полоса оптич. спектра поглощения, соответствующая частоте собственных колебаний электронов в атомах (молекулах) поглощающего вещества. При совпадении частоты падающего света с собственной частотой электрона имеет место резонанс колебаний, обуславливающий поглощение света (см. *Поглощение света, Дисперсия света*).

**СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ** — проводимость полупроводника, обусловленная электронами проводимости, перешедшими в зону проводимости непосредственно из валентной зоны, и дырками проводимости, появившимися в валентной зоне в результате этого перехода (см. *Полупроводники*).

**СОБСТВЕННАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА** — см. *Система отсчета*.

**СОБСТВЕННОЕ ВРЕМЯ** движущегося тела — *относительности теории* — время, отсчитанное часами, движущимися вместе с этим телом. В случае равномерного и прямолинейного движения элемент С. в.  $dt$  связан с элементом «лабораторного» времени  $dt$  (время, измеренное часами, находящимися в покое относительно выбранной системы отсчета — «лабораторной» системы  $K$ ) соотношением:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - u^2/c^2}, \quad (1)$$

где  $u$  — скорость тела по отношению к системе отсчета  $K$ . Из (1) видно, что часы, движущиеся вместе с телом, отсчитывают минимальное время движения — С. в. меньше любого лабораторного (см. *Парадокс времени*). Из определения С. в. следует, что величина  $d\tau$  представляет собой инвариант *Лоренца преобразования* и связана с инвариантной величиной интервала  $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2}$  соотношением:

$$ds = icd\tau. \quad (2)$$

Выражение (1) обобщается на случай неравномерного движения (при небольших ускорениях) и может быть записано в виде:  $\tau = \int_0^t \sqrt{1 - u^2/c^2} dt$ , где  $u =$

$= u(t)$  — переменная скорость движения тела.

При наличии поля тяготения и при произвольных ускорениях выражение для С. в. дается в теории *тяготения* Эйнштейна и имеет вид:

$$d\tau = (1/c) \sqrt{-g_{00}} dx^0. \quad (3)$$

Здесь  $x^0$  — контравариантная временная координата, а  $g_{00}$  — ковариантная составляющая *метрического тензора*  $g_{\mu\nu}$ , определяющего интервал ( $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ ). В ньютоновом приближении (слабые поля и небольшие по сравнению с  $c$  скорости движения) С. в. может быть определено соотношением:

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^t \sqrt{1 - (2\varphi + u^2)/c^2} dt \approx \\ &\approx \int_0^t [1 - (\varphi + u^2/2)/c^2] dt, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\varphi$  — потенциал гравитационного поля.

*Лит.:* Бергман П. Г., Введение в теорию относительности, пер. с англ., М., 1947, гл. IV, с. 64. М. С. Рыбкин.

**СОБСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ЗВЕЗД** — угловое перемещение звезды на небесной сфере за 1 год, обусловленное действит. движением звезды (пекулярная составляющая) и движением Солнечной системы относительно звезды (параллактич. составляющая). Линейные скорости движений звезд в пространстве составляют в среднем неск. десятков *км/сек*; однако из-за огромных расстояний до звезд С. д. з. весьма малы (обычно не превышают сотых долей секунды дуги и лишь в редких случаях достигают десятых долей и целых секунд) и могут быть обнаружены лишь длительными весьма точными измерениями.

С. д. з., представляющие собой перпендикулярную лучу зрения составляющую относит. движения звезд, в сочетании с *лучевыми скоростями* звезд позволяют изучать перемещения звезд в пространстве, закономерности движений в Галактике. Знание С. д. з. важно при использовании этих звезд для точных геодезич. измерений, определений поправок часов, географич. места положения наблюдателя, небесных координат к.-л. объекта (в т. ч. искусственного) и др.

Собственное движение той или иной звезды, определенное относительно совокупности расположенных вблизи нее более слабых (более далеких) звезд, наз. относительным С. д. з. Для получения абс. С. д. з. сравнивают ее экваториальные координаты, определенные в различные моменты времени (с учетом всех движений самой системы координат, см. *Прецессия*), либо определяют их по отношению к внегалактич. туманностям, С. д. з. к-рых практически равны нулю. С. д. з. публикуются в каталогах. *Н. П. Ерпылев.*

**СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРЫ** линейного преобразования — векторы, к-рые при этом преобразовании не меняют своего направления, а только умножаются на скаляр. Напр., С. в. преобразования, составленного из вращения вокруг нек-рой оси и сжатия к перпендикулярной ей плоскости, служат векторы, направленные по этой оси. Координаты  $x_1, x_2, \dots, x_n$  С. в. линейного преобразования  $n$ -мерного пространства с матрицей преобразования  $\|a_{ik}\|$  удовлетворяют системе однородных линейных уравнений

$$\sum_{k=1}^n a_{ik} x_k = \lambda x_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

где  $\lambda$  — одно из *собственных значений* этой матрицы. Если *матрица* преобразования самосопряженная, то С. в. взаимно перпендикулярны.

**СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ.** С. з. квадратной матрицы  $A = \|a_{ik}\|$  ( $i, k = 1, 2, \dots, n$ ) — корни  $\lambda$  характеристич. ур-ния матрицы

$$\det(A - \lambda I) \equiv \det \|a_{ik} - \lambda \delta_{ik}\| = 0.$$

Поскольку  $A$  соответствует линейному оператору (или линейному преобразованию) в  $n$ -мерном векторном пространстве, все утверждения, сделанные для С. з. операторов, переносятся и на С. з. матриц.

С. з. линейного оператора  $T$  — набор чисел  $\lambda$  таких, что либо оператор  $T - \lambda I$  не имеет обратного, либо оператор  $(T - \lambda I)^{-1}$  не ограничен, а множество его значений плотно. В 1-м случае  $\lambda$  принадлежит дискретному, во 2-м — непрерывному спектру оператора  $T$ . В линейном пространстве, в к-ром действует  $T$ , при этом существует собственный вектор  $a$ :  $Ta = \lambda a$ .

С. з. ядра  $K(x, t)$  однородного интегрального *Фредгольма уравнения*

$$\varphi(x) = \lambda \int_a^b K(x, t) \varphi(t) dt -$$

действительные или комплексные значения параметра  $\lambda$ , при к-рых ур-ние имеет нетривиальные решения. Интеграл правой части ур-ния представляет собой



линейное преобразование в пространстве ф-ций  $\Phi(t)$ ; поэтому  $\lambda$  являются С. з. этого линейного преобразования (линейного оператора).

Понятие «С. з.» применяется при изучении самых различных физич. явлений, математич. описание к-рых производится в терминах матриц, интегральных и дифференциальных ур-ний и т. п. В каждом конкретном случае физич. требования определяют математич. свойства аппарата. В *квантовой механике* наблюдаемым физич. величинам ставятся в соответствие линейные эрмитовы операторы, действующие в гильбертовом пространстве векторов состояния (волновых ф-ций). С. з. эрмитова оператора всегда вещественны. Физич. интерпретация С. з. таких операторов в квантовой механике состоит в том, что С. з. представляют собой те значения физич. величины, соответствующей данному оператору, к-рые могут получиться в результате измерения этой величины на опыте. Собственный вектор, принадлежащий С. з.,  $\alpha$  — волновая ф-ция состояния, в к-ром наблюдаемая имеет строго определенное значение, равное  $\alpha$ . Особую роль играет в квантовой механике оператор Гамильтона, С. з. к-рого дают уровни энергии системы.

Каждому С. з. может принадлежать один или неск. собственных векторов. В 1-м случае С. з. наз. простым, во 2-м — кратным, причем порядок кратности равен числу различных собственных векторов. Порядок кратности может быть конечным и бесконечным. Кратность С. з. физически означает то, что результат измерения соответствующей наблюдаемой еще не вполне определяет квантовое состояние системы и что само измерение не представляет собой максимальной точного опыта. Кратность С. з. оператора обычно связана с определенной симметрией оператора.

В теории колебаний задача отыскания собственных частот осциллятора или системы связанных осцилляторов приводится к нахождению С. з. линейного оператора. При этом оператор не всегда эрмитов, а комплексные собственные частоты соответствуют затуханию или нарастанию колебаний. Физич. требования определяют выбор знака мнимой части С. з.

В. П. Павлов.

**СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ** (с в о б о д н ы е к о л е б а н и я) — колебания в механической, электрической или к.-л. другой физич. системе, совершающиеся при отсутствии внешнего воздействия за счет первоначально накопленной энергии (вследствие наличия начального смещения или начальной скорости). Характер С. к. определяется гл. обр. собственными параметрами системы (массой, индуктивностью, емкостью, упругостью). В реальных системах вследствие рассеяния энергии С. к. всегда затухающие, а при больших потерях они становятся аperiodическими. Подробнее см. *Колебания*.

**СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ** линейного оператора  $L$ , действующего в пространстве ф-ций, — нетривиальные решения ур-ния  $L\psi = \lambda\psi$ , причем  $\lambda$  — одно из собственных значений оператора  $L$ . Пространство ф-ций можно рассматривать как (бесконечное, вообще говоря) *векторное пространство*, в к-ром скалярное произведение элементов  $\psi(x)$  и  $\varphi(x)$  определено как  $\int \psi(x)\varphi(x) dx$ . Особое значение имеют С. ф. в механике, *квантовой механике* и др. областях физики. В квантовой механике линейные операторы, соответствующие наблюдаемым физ. величинам, эрмитовы:  $\int \psi(x)L\varphi(x) dx = \int \varphi(x)L\psi(x) dx$ . Физ. смысл их С. ф. состоит в том, что эти ф-ции представляют собой волновые ф-ции состояний, в к-рых измеренное на опыте значение наблюдаемой равно одному из собственных значений соответствующего оператора. В конечномерном векторном пространстве для любого эрмитова оператора  $H$  найдется

ортонормированный базис  $e_1, \dots, e_n$ , каждый вектор к-рого является *собственным вектором*  $H$ . С. ф. эрмитова оператора квантовой механики, принадлежащие различным собств. значениям, ортогональны и могут служить базисом в пространстве волновых функций. Полнота системы С. ф., т. е. возможность выбрать их в качестве базиса в пространстве волновых ф-ций, отражает требование *суперпозиции принципа*, чтобы любое состояние могло быть представлено в виде линейной комбинации состояний с точно определенными значениями наблюдаемых. С. ф. эрмитовых операторов квантовой механики принадлежат некому *гильбертову пространству* (т. е. хотя бы обладают конечной нормой), только когда спектр оператора дискретный. С. ф. непрерывного спектра вообще могут быть *обобщенными функциями*. Напр., С. ф. оператора координаты, принадлежащая собств. значению  $a$ , есть  $\delta(x - a)$ .

Лит.: 1) Дирак П. А. М., *Принципы квантовой механики*, пер. с англ., М., 1960; 2) Гельфанд И. М., Вilenкин Н. Я., *Некоторые применения гармонического анализа*, М., 1961 (Обобщенные функции, вып. 4).

В. П. Павлов.

**СОВПАДЕНИЙ МЕТОД** — метод измерений, основанный на сопоставлении ряда равномерно чередующихся отметок или сигналов, соответствующих некоторым значениям измеряемой величины, с рядом отметок или сигналов, относящихся к известной величине. Определение измеряемой величины производится по совпадению отметок. Примеры применения С. м.: *ноугус*, измерение времени хронографом. *Стробоскопический метод измерения частоты переменного тока* или частоты вращения также следует рассматривать как частный случай С. м.

**СОВПАДЕНИЯ СХЕМЫ** — устройства ядерной электроники, создающие выходной электрич. сигнал при одновременном наличии на его входах двух и более импульсов. С. с. аналогичны нелинейным *пропускающим схемам*; их особенность в том, что они служат для работы с импульсами от детекторов ядерных излучений (*Гейгера* — *Мюллера счетчика*, *ионизационной камеры*, *сцинтилляционного счетчика*, *пропорционального счетчика* и др.), имеющими разброс по амплитуде и статистически распределенными во времени.

**Основные параметры**. С. с. характеризуются числом каналов  $n$  и связанных с ними детекторов (к р а т н о с т ь). Степень одновременности прихода входных импульсов оценивается величиной  $r$  (р а з р е ш а ю щ е г о в р е м е н и  $\tau_p$  — макс. интервала времени, в течение к-рого два и более импульса, пришедшие на все входы С. с., регистрируются как совпадающие. Если на выходе детекторов появляются сигналы, сдвинутые по времени на  $\Delta t < \tau_p$ , то на выходе С. с. возникает импульс.

Различают истинные совпадения, связанные с исследуемым явлением (когда неск. детекторов регистрируют одну и ту же частицу или одновременно, в пределах  $\tau_p$ , возникающие частицы), и случайные совпадения (фон), обусловленные частицами, случайно прошедшими через детекторы за время  $\tau_p$ . Число случайных совпадений  $N_{сл}$  может превышать число истинных совпадений  $N_{и}$  в  $10-10^5$  раз. Чем меньше  $\tau_p$ , тем меньше  $N_{сл}$ . Можно показать, что для двухканальной С. с.  $N_{сл} = 2N_1N_2\tau_p$ ; для трехканальной  $N_{сл} = 4N_1N_2N_3\tau_p^2$ , где  $N_1, N_2$  и т. д. — средние числа импульсов в сек., регистрируемых отдельными детекторами. Т. о., для уменьшения  $N_{сл}$  необходимо увеличивать  $n$ , т. е. число детекторов, регистрирующих истинные совпадения, или уменьшать  $\tau_p$ . Напр., при  $n = 2$ ,  $\tau_p = 10^{-6}$  сек и  $N_1 \approx N_2 = 10^4$  имп/сек,  $N_{сл} = 200$  имп/сек;

при  $n = 3$ ,  $N_{см}$  падает до 4 имп/сек, а при уменьшении  $\tau_p$  в 2 раза — до 1 имп/сек.

Увеличение  $n$  из-за малой эффективности некоторых типов детекторов уменьшает вероятность регистрации истинных совпадений, т. е. уменьшает эффективность С. с. Уменьшение  $\tau_p$  также ограничено свойствами детекторов: интервал времени от пролета частицы через детектор до появления сигнала на выходе детектора  $\tau_3$  (задержка) статистически колеблется от  $10^{-6}$  до  $10^{-9}$  сек, напр. в счетчиках Гейгера — Мюллера  $\tau_3$  обусловлено геометрич. размерами счетчика и местом прохождения через него частицы; при этом макс.  $\tau_3 = (2-3) \cdot 10^{-7}$  сек. Т. о. для того, чтобы эффективность счета истинных совпадений не уменьшалась, необходимо, чтобы:  $\tau_p > \tau_3$ . Конечное время нарастания импульсов на выходе детекторов (фронт  $\tau_{ф} \sim 10^{-5} - 10^{-9}$  сек) и их амплитудный разброс также приводят к добавочной флуктуации момента срабатывания С. с., затрудняя получения малого  $\tau_p$  при высокой эффективности.

В зависимости от типа детекторов и содержания физ. эксперимента существуют С. с. с  $\tau_p \sim 10^{-5}$  сек (медленнодействующие),  $10^{-5} > \tau_p > 10^{-7}$  сек (обычные);  $10^{-7} > \tau_p > 10^{-8}$  сек (быстродействующие) и  $\tau_p < 10^{-9}$  сек (сверхбыстродействующие).

Важными характеристиками С. с. являются также коэффициент отбора  $K$  и чувствительность.  $K = E_n / E_{(n-1)}$ , где  $E_n$  — амплитуда выходного сигнала при совпадении во всех  $n$  каналах, а  $E_{(n-1)}$  — при совпадении в  $(n-1)$  каналах. Если  $K$  мало, т. е.  $E_n$  мало отличается от  $E_{(n-1)}$ , то совпадения трудно отделить от их отсутствия. Чувствительность С. с. определяется миним. амплитудой входных сигналов, при к-рой С. с. работает нормально.



Рис. 1. Блок-схема: 1 — регулируемые линии задержки, 2 — формирующие устройства, 3 — блок совпадения, 4 — пороговое устройство.

Затем импульсы обычно формируются по амплитуде и длительности (для уменьшения  $\tau_p$ ) в блоках 2, после чего в виде импульсов, близких к прямоугольным, поступают в общий блок совпадения 3, на выходе к-рого включена пороговая схема 4, отбирающая импульсы совпадений (см. Амплитудный дискриминатор импульсов). Одновременно блок 3 является удлинителем выходных импульсов (для применения в последующих цепях более узкополосных устройств). Формирующими узлами медленнодействующих С. с. служат ждущие мультивибраторы, блокинг-генераторы; в быстрых С. с. усилит. ступени и туннельные диоды (см. ниже). Если на вход блока 3 приходят сформированные прямоугольные импульсы с длительностью на полувысоте  $\tau/2$  (рис. 2, а), то на его выходе возникнут сигналы, к-рые будут существовать в пределах времени взаимного перекрытия двух входных импульсов и иметь различную длительность от 0 до  $\tau/2$ , в зависимости от времени перекрытия (кривая 3). Т. к. реальные электр. цепи имеют распределенные (паразитные) емкости, то в С. с. всегда имеет место интегрирование импульсов (см.

Интегрирующие цепи), что приводит к уменьшению амплитуды сигналов малой длительности. Поэтому при уменьшении длительности выходных импульсов блока 3 в реальных С. с. порог чувствительности  $\tilde{U}_п$  блока 4 возрастает (рис. 2, кривая 5). Т. о. миним. время перекрытия входных импульсов, т. е. разрешающая способность С. с.,  $\tau_p$  определяется порогом чувствительности блока 4 (кривая 5), зависящим от длительности сигнала на выходе блока 3.

Типы схем. В простейшей С. с. (схемы Росси и Козадаева, рис. 3) все лампы имеют общую нагрузку

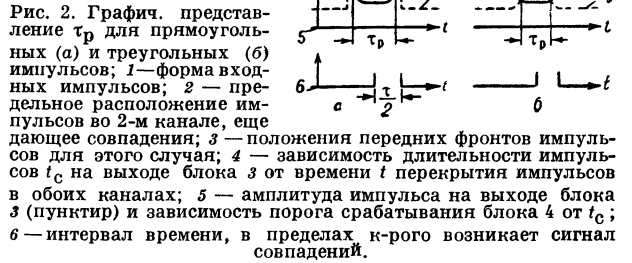


Рис. 2. Графич. представление  $\tau_p$  для прямоугольных (а) и треугольных (б) импульсов; 1 — форма входных импульсов; 2 — предельное расположение импульсов во 2-м канале, еще дающее совпадения; 3 — положения передних фронтов импульсов для этого случая; 4 — зависимость длительности импульсов  $t_c$  на выходе блока 3 от времени  $t$  перекрытия импульсов в обоих каналах; 5 — амплитуда импульса на выходе блока 3 (пунктир) и зависимость порога срабатывания блока 4 от  $t_c$ ; 6 — интервал времени, в пределах к-рого возникает сигнал совпадений.

ку и в отсутствие импульсов открыты. Отрицат. входные импульсы запирают лампы; при этом, если хоть одна из них остается открытой, то  $U_a$  меняется незначительно ( $\sim 10$  в), т. к.  $R_a \gg R_i$  ( $R_i$  — внутр. сопротивление открытой лампы). Только при наличии импульсов на всех входах потенциал  $U_a$  поднимается до величины  $E_a$  ( $\sim 100$  в), и на выходе появляется положительн. импульс. В такой схеме можно получить  $K \sim 10$ , а уменьшение  $\tau_p$  связано с необходимостью уменьшения

постоянной времени анодной цепи  $\tau_a = R_a C_a$ , т. к. наличие распределенной паразитной емкости  $C_a$  препятствует быстрому изменению  $U_a$  за то малое время, когда будут закрыты все лампы. Уменьшение  $\tau_a$  возможно за счет уменьшения  $R_a$ , но при этом падает  $K$ . Частично эту трудность устраняют с помощью диода  $D_1$ , к-рый «привязывает» анодную цепь ламп к опорному напряжению  $U_{оп}$ . Это напряжение неск. выше  $U_a$  при одной открытой лампе. При всех открытых лампах  $U_a$  опускается незначительно (прямое сопротивление диода мало). При закрытии всех ламп ток через  $D_1$  прекращается и  $U_a$  возрастает до величины  $E_a$ . Подобная схема обладает высоким  $K$ , что позволяет получить  $\tau_p \sim 10-8$  сек (в зависимости от типа диода). Выходной импульс, снимаемый с сопротивления  $R_n$  (за счет емкости монтажа диода и входной емкости последующих устройств), имеет длительный спад. При  $n = 2$  для любого малого  $\tau_p$   $K = 2$ , что обычно достаточно для работы пороговой схемы, отбирающей совпадения.

Малость  $\tau_p$  позволяет в таких С. с. формировать входные и выходные импульсы коротковолновыми отрезками коаксиального кабеля (см., напр., рис. 4).

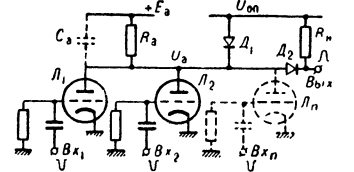


Рис. 3.

На входы схемы рис. 4 должны поступать отрицат. импульсы с крутым передним и пологим задним фронтами и с амплитудой, достаточной для закрывания лампы. Линия  $L$  подключена к короткозамкнутому кабелю  $K$  (или замкнутому на небольшое сопротивление для компенсации спадающего заднего фронта импульса). Волновое сопротивление кабеля  $Z_k = 1/2 Z_{л}$  ( $Z_{л}$  — сопротивление линии). Спустя время  $\tau_p$  (двойное время пробега фронта сигнала по кабелю) фронт вернется с обратной фазой и скомпенсирует основной сигнал. Этот сигнал распространится по обе стороны  $L$  и поглотится на согласующих сопротивлениях (внутри сопротивления лампы значительно больше и не влияют на точность согласования). Если в точку  $A$  придут за время  $\tau_p$  два положит. импульса, возникшие при закрывании

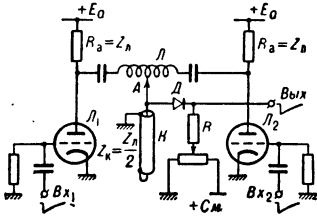


Рис. 4. Двухканальная схема совпадений с формирующей линией.

лампы  $L_1$  и  $L_2$ , то в ней возникнет сигнал удвоенной амплитуды. Режим полупроводникового диода  $D$  подбирается так, чтобы импульсы не удвоенной амплитуды не открывали диод, к-рый является одновременно пороговым и удлиняющим устройством. Подобные С. с. имеют  $\tau_p \sim 10^{-9}$  сек.

С. с. в случае большого амплитудного разброса входных импульсов строятся на принципе моста (рис. 5). При сбалансированной схеме (диоды  $D_1$  и  $D_2$  имеют одинаковые характеристики) появление сигнала на  $Vx_1$  не вызывает выходного сигнала. Сигнал на  $Vx_2$  также не вызывает сигнала на выходе из-за большого обратного сопротивления  $D_1$  (источник импульсов, приходящих на  $Vx_2$ , должен быть высокоомным). При подаче сигналов на оба входа происходит разбалансировка моста и на выходе появляется сигнал.

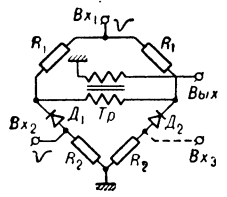


Рис. 5. Мостовая схема совпадений.

Более трудная задача — построение С. с. для импульсов с пологим передним фронтом и амплитудным спектром. Решение этой задачи (без применения большого усиления и последующего ограничения, что исключается в ряде случаев из-за большого числа малых фоновых импульсов) основано на том, что форма переднего фронта импульса не зависит от его амплитуды. Это позволяет применить амплитудный дискриминатор, обрезающий входные импульсы в каждом канале на разных высотах, пропорциональных амплитуде. При этом на выходе дискриминатора импульсы имеют более крутой передний фронт (схема работает нормально при  $\tau_3 \leq \tau_p$ ). В одном из вариантов таких С. с. каждый канал содержит дифференциальную пороговую схему 1 (рис. 6), к-рая дает выходной сигнал в случае нек-рого превышения входного напряжения на  $Vx_1$  по сравнению с напряжением на  $Vx_2$ . Схема содержит также линию задержки  $L_3$ , делитель напряжения  $R_1, R_2$  и устройство 2, запоминающее амплитуды импульсов. Длительность пробега сигнала  $\tau_{лз}$  по линии  $L_3$  выбирается немного больше

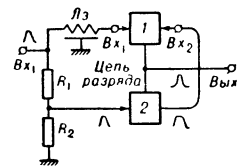


Рис. 6. Блок-схема формирующих устройств схем совпадений для импульсов с пологим передним фронтом.

при  $\tau_3 \leq \tau_p$ . В одном из вариантов таких С. с. каждый канал содержит дифференциальную пороговую схему 1 (рис. 6), к-рая дает выходной сигнал в случае нек-рого превышения входного напряжения на  $Vx_1$  по сравнению с напряжением на  $Vx_2$ . Схема содержит также линию задержки  $L_3$ , делитель напряжения  $R_1, R_2$  и устройство 2, запоминающее амплитуды импульсов. Длительность пробега сигнала  $\tau_{лз}$  по линии  $L_3$  выбирается немного больше

$\tau_p$ . Т. о., до поступления импульса на  $Vx_1$  порог срабатывания схемы 1 будет повышен за счет доли амплитуды импульса, к-рую «запомнила» схема 2. Спустя  $\tau_{лз}$  порог срабатывания схемы 2 понижается за счет сигнала на  $Vx_1$ , но выходной сигнал появится лишь тогда, когда напряжение на  $Vx_1$  немного превысит добавочный уровень на  $Vx_2$ . Т. к. величина добавочного уровня на  $Vx_2$  пропорциональна амплитуде сигнала на входе (доли амплитуды), то при высокой чувствительности схемы 2 момент ее срабатывания не будет зависеть от амплитуды входного импульса. С. с. с такими пороговыми устройствами при работе с относительно медленными сцинтилляционными счетчиками на кристалле NaJ, имеющими время высвечивания ок.  $0,2$  мксек, позволяют получить  $\tau_p \sim (1-2) \cdot 10^{-9}$  сек.

В другом варианте в каждом канале применяется т. н. двойное дифференцирование входного импульса, в результате чего импульс приобретает выброс напряжения обратного знака, время возникновения к-рого не зависит от амплитуды входного импульса. На выходе дифференцирующих цепей чувствит. дискриминаторы регистрируют момент прохождения напряжения через 0.

В связи с появлением быстродействующих полупроводниковых диодов и полупроводниковых триодов, в особенности туннельных диодов с S-образной характеристикой (рис. 7, б), стало возможным строить простые быстродействующие С. с., в к-рых формирование осуществляется также туннельными диодами ТД (рис. 7, а). Для исключения влияния амплитудного спектра входных импульсов на разброс выходных амплитуд блока 2 (рис. 7, а) применяется последоват. соедин. неск. ступеней формирования. В от-

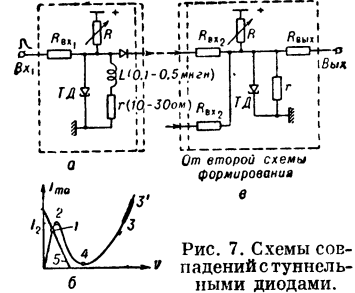


Рис. 7. Схемы совпадений с туннельными диодами.

сутствии входного импульса рабочая точка 1 на характеристике туннельного диода (рис. 7, б) определяется нагрузочной линией 5, обусловленной сопротивлением  $r$  и током смещения, текущим через сопротивление  $R$ . Если входной импульс такой величины, что ток через ТД превышает  $I_2$  (рис. 7, б), то система перейдет во второе состояние (точка 3 или 3' в зависимости от амплитуды входного сигнала). Однако спустя нек-рое время ток через индуктивность  $L$  достигнет такого значения, что вызовет существенное уменьшение тока через ТД ниже точки 4 и система снова перейдет скачком в точку 1. Отбор совпадений в таких С. с. осуществляется аналогичным устройством (рис. 7, в), на к-рое подаются импульсы с выхода формирующих ступеней (обычно  $n = 2$ ). Такие С. с. имеют стабильную счетную характеристику (зависимость числа истинных совпадений  $N_i$  от временной задержки в одном из каналов) в виде прямоугольной кривой с плоской вершиной ( $\sim 2-3 \cdot 10^{-9}$  мксек при полуширине на полувысоте  $\sim 4-5 \cdot 10^{-9}$  сек).

Кроме рассмотренных С. с., существует значительное число их модификаций. При этом системы с  $n > 2$  обычно строятся по принципу соединения неск. двухканальных С. с., что облегчает регулировку схем и повышает устойчивость их работы. На практике встречаются также системы, включающие в себя наряду с каналами совпадений каналы антисовпадений (см. Антисовпадений схемы). Иногда для отбора совпадений применяются многосеточные лампы с уп-

равлением по двум сегкам. Многоканальные С. с., каждый канал к-рых регистрирует совпадения в смежных интервалах времени, являются *временными анализаторами*.

Лит.: 1) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, М., 1961; 2) Горн Л. С., Крашенинников И. С., Хазанов Б. И., Электроника в спектрометрии ядерных излучений, М., 1963; 3) Вяземский В. О. [и др.], Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; 4) Труды V научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 1, М., 1962; 5) «Rev. Scient. Instrum.», 1962, v. 33, № 4, p. 423; 6) там же, 1963, v. 34, № 4. И. В. Штрах.

**СОГЛАСОВАНИЕ НАГРУЗКИ** 1) в электротехнике и радиотехнике — равенство входного сопротивления нагрузки внутри сопротивления источника. Такая нагрузка отбирает от источника наибольшую мощность. 2) В линиях передачи высоких и сверхвысоких частот (см. *Длинные линии, Двухпроводные линии, Коаксиальный кабель*) — равенство полного сопротивления нагрузки волновому сопротивлению линии. Это условие обеспечивает режим *бегущей волны* в линии (отсутствие отражения). Напр., в случае антенного фидера С. н. достигается при равенстве входного сопротивления антенны и радиоприемного устройства (или выходного сопротивления радиопередаточного устройства) волновому сопротивлению фидера. Практически бывает необходимо обеспечить С. н. в возможно большем диапазоне частот. При этом отражения в месте подключения нагрузки должны отсутствовать. Эти два требования противоречивы и удовлетворяются компромиссно введением спец. согласующих трансформаторов.

Лит.: Тиссер Ф., Техника измерений на сверхвысоких частотах, пер. с нем., М., 1963.

**СОГЛАСОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЙ** — см. *Согласование нагрузки*.

**СОЕДИНЕНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ**. Впервые хим. соединения инертного газа с составом, близким к  $\text{XePtF}_6$ , получил в 1962 г. Н. Барлетт [N. Bartlett] взаимодействием  $\text{PtF}_6$  с Xe в газовой фазе; этому комплексу приписана структура  $\text{Xe}^+[\text{PtF}_6]^-$ . Аналогичные соединения были получены для Rn и Rn. Затем были синтезированы нек-рые соединения Xe, Rn и Kr. Наиболее изучены соединения Xe.

Достоверно известны 3 фторида ксенона:  $\text{XeF}_2$ ,  $\text{XeF}_4$  и  $\text{XeF}_6$  — устойчивые при комнатной темп-ре бесцветные твердые вещества; имеется сообщение о синтезе желтого малолетучего при комнатной темп-ре  $\text{XeF}_8$ . Основной метод синтеза — взаимодействие газообразных Xe и F<sub>2</sub>; состав получающихся продуктов определяется соотношением компонентов и температурой (400—700°С). Кроме фторидов, известны: окись  $\text{XeO}_2$  — прозрачное нелетучее сильно взрывчатое кристаллическое вещество, полученное медленным гидролизом  $\text{XeF}_4$ ; оксифторид  $\text{XeOF}_4$  — прозрачная бесцветная жидкость, полученная неполным гидролизом  $\text{XeF}_6$ ; соли ксеноновых кислот  $\text{Ba}_2\text{XeO}_6$  и  $\text{Na}_4\text{XeO}_6 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ , где  $n = 1, 2$  и 8; соединения  $\text{XeF}_2 \cdot 2\text{SbF}_5$ ,  $\text{XeF}_2 \cdot 2\text{TaF}_5$ ,  $\text{Xe}_2\text{SiF}_6$ ,  $\text{XeSbF}_6$  и др.

Известны соединения и др. инертных газов. Фторид Rn, состав к-рого не установлен, — соединение, менее летучее, чем  $\text{XeF}_4$ , — получен при реакции следов Rn с F<sub>2</sub> и очень мало изучен. Тетрафторид  $\text{KrF}_4$  синтезирован пропусканием электрич. разряда через смесь Kr и F при темп-ре жидкого азота; прозрачное бесцветное твердое вещество, значительно менее устойчивое, чем  $\text{XeF}_4$ , но при —78°С сохраняется без разложения в течение неск. недель. Дифторид  $\text{KrF}_2$  получен фотоллизом (облучение светом ртутной лампы) смеси F<sub>2</sub> с Kr и Ar при темп-ре ок. —250°С, а также в результате действия электронного пучка (1,5 Мэв) на смесь Kr и F<sub>2</sub> при —150°С. Бариевая соль ксеноновой кислоты (по-видимому  $\text{BaKrO}_4$ ) — единственное известное кислородное соединение Kr.

Фториды  $\text{XeF}_2$  и  $\text{XeF}_4$  диамагнитны: молярная восприимчивость при комнатной темп-ре —  $(40 - 50) \cdot 10^{-6}$  и  $-50,6 \times 10^{-6}$ ; теплоты сублимации 12,3 и 15,3 ккал. Для  $\text{XeF}_4$  и  $\text{XeF}_6$  величины энергии связи прибл. одинаковы, ок. 31,5 ккал. Рентгенографич. и нейтронграфич. методами исследованы структуры  $\text{XeF}_2$ ,  $\text{XeF}_4$ ,  $\text{XeO}_2$  и аниона  $\text{XeO}_4^{2-}$ . Изучены также инфракрасные спектры  $\text{XeF}_2$  [2, 5],  $\text{XeF}_4$  [3, 9],  $\text{XeF}_6$  [7],  $\text{XeO}_4$  [4, 8] и  $\text{XeOF}_4$  [4] в газообразном состоянии; спектры комбинац. рассеяния  $\text{XeF}_2$  [2, 5] и  $\text{XeF}_4$  [3, 9] в твердом и  $\text{XeOF}_4$  [4] в жидком состояниях; спектр ядерного магнитного резонанса F<sup>19</sup> в  $\text{XeF}_4$  [6, 12, 14], спектры  $\text{XeF}_2$  [10] и  $\text{XeF}_4$  [11] в дальней ультрафиолетовой области и масс-спектры фторидов и оксифторидов Xe [3, 13].

Вопрос о характере хим. связи в С. и г. находится в стадии обсуждения [15—21].

Лит.: 1) «Успехи химии», 1963, т. 32, вып. 4, с. 501; «Природа», 1964, № 12, с. 111—114; 2) «J. Chem. Phys.», 1963, v. 38, № 1, p. 270; 3) «Science», 1962, v. 138, № 3537, p. 136; 4) там же, 1963, v. 140, № 3569, p. 899; 5) там же, 1963, v. 139, № 3537, p. 842; 6) там же, 1963, v. 140, № 3563, p. 178; 7) «J. Amer. Chem. Soc.», 1963, v. 85, № 1, p. 110—114; 8) там же, 1963, v. 85, № 6, 816; 9) там же, 1963, v. 85, № 13, p. 1927; 10) там же, 1963, v. 85, № 6, p. 813; 11) там же, 1963, v. 85, № 6, p. 816; 12) «Croat. chem. acta», 1962, t. 34, № 3, S. 189; 13) там же, 1962, t. 34, № 3, p. 191; 14) «Phys. Letters», 1963, v. 4, № 2, p. 124; 15) «Science», 1962, v. 138, № 3543, p. 892; 1963, v. 139, № 3553, p. 414; 1963, v. 140, № 3570, p. 974; 16) «J. Amer. Chem. Soc.», 1962, v. 84, № 22, p. 4344; 1963, v. 85, № 1, p. 111, 825, 826; 17) «J. Chem. Phys.», 1963, v. 38, № 7, p. 1783, № 9, p. 2302; 18) «Bull. Soc. chim. France», 1963, fasc. 6, p. 1336; 19) «Rev. Phys. Chem. Japan», 1963, v. 33, № 1, p. 39—40; 20) «J. Chem. Phys.», 1963, v. 38, № 12, p. 2913; 21) «J. Chem. Soc.», 1964, Apr., p. 1442. А. Б. Нейдинг.

**СОЛЕНОИДАЛЬНОЕ ПОЛЕ** — см. *Поля теории*.

**СОЛИДУС** — кривая (в двухкомпонентных системах), поверхность (в трехкомпонентных) или гиперповерхность (в многокомпонентных), отделяющая на состояниях диаграмме область равновесной кристаллизации раствора (расплава) от области, в к-рой система находится в твердом состоянии. С. — графич. изображение зависимости темп-р конца равновесной кристаллизации растворов от их состава.

**СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ** — совокупность нестационарных явлений на Солнце, таких, как *солнечные пятна, факелы, флоккулы, хромосферные вспышки, протуберанцы*, возмущенные области в солнечной короне, спорадич. радиоизлучение Солнца, временное увеличение излучения в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, возрастание корпускулярного излучения (см. *Солнечная радиация*) и т. п. Эти явления тесно связаны между собой и обычно появляются вместе в некоторой активной области Солнца. С. а. характеризуется различными индексами, из к-рых наиболее употребительны относительные числа солнечных пятен, или *Вольфа числа*. Среднее годовое число всех описанных явлений и их интенсивность (уровень С. а.) меняется со средним периодом в 11,1 года (рис.); циклы С. а. накладываются друг на друга. При смене цикла меняется полярность магнитного поля головного (западного) пятна группы пятен, так что правильно говорить о 22-летнем цикле С. а.: каждый четный (по принятой нумерации) цикл об-

Физические свойства некоторых соединений ксенона.

Соединение	Кристаллич. структура, пространств. группа	Параметры решетки (А)	Конфигурация молекул; симметрия	Межмолекулярное расстояние (А)	Валентный угол	Темп-ра плавления (°С)	Упругость насыщ. пара при данной темп-ре (мм рт. ст. / °С)
$\text{XeF}_2$	Тетрагональная объемно-центрированная; $I4/mmm$	$a = 4,315$ $c = 6,990$ $M = 2$	Линейная	$\text{Xe}-\text{F}$ 2,00	$\text{F}-\text{Xe}-\text{F}$ $180^\circ$	$\sim 140$	$3,8/25$ $318/100$
$\text{XeF}_4$	Моноклиная; $P2_1/m$	$a = 5,050$ $b = 5,922$ $c = 5,771$ $\beta = 99,6^\circ$ $M = 2$	Плоская квадратная	$\text{Xe}-\text{F}$ 1,95	$\text{F}-\text{Xe}-\text{F}$ $90^\circ$	$> 100$	$\sim 3/25$
$\text{XeO}_3$	Ромбическая; $P2_12_12_1$	$a = 6,163$ $b = 8,115$ $c = 5,234$ $M = 4$	Тригональная пирамида	$\text{Xe}-\text{O}$ 1,76	$\text{O}-\text{Xe}-\text{O}$ $103^\circ$	—	—

разует пару со следующим нечетным. Найдены и более длинные периоды изменения С. а. — 80 лет и более. Иногда в понятие С. а. включается также и влияние процессов, происходящих на Солнце, на геофизич. явления. Уровень С. а. воздействует на состояние ионосферы Земли и распространение коротких радиоволн, на свечение ночного неба, на интенсивность потока космич. лучей, проходящих на Землю, и т. д. Корпускулярные потоки, идущие от Солнца, приводят к возникновению магнитных бурь и полярных сияний.



Активная область (центр активности) существует от одного до трех-четырех месяцев; образование ее вызвано, по-видимому, действием магнитного поля. Сильными магнитными полями (до неск. тыс. гс) всегда обладают солнечные пятна.

Факелы и флоккулы связаны со слабыми магнитными полями (2—200 гс). Активные области испускают потоки корпускул до  $10^{13}$  ион/см<sup>2</sup>·сек у поверхности Солнца; скорость корпускул достигает 1000—1500 км/сек. В активных областях хромосферы наблюдаются внезапные и сравнительно короткоживущие (от неск. минут до неск. часов) яркие образования — хромосферные вспышки, возникающие обычно в развивающихся или угасающих группах пятен и часто сопровождающиеся изменением магнитных полей в группе пятен, активизацией волокон и флоккулов, а также излучением в ультрафиолетовой, рентгеновской областях спектра и в радиодиапазоне, выбросом корпускулярных потоков. Мощность вспышки оценивается баллом от 1 до 3. Во время нек-рых вспышек возникают потоки протонов больших энергий, что представляет радиационную опасность при полетах человека в космос. В солнечной короне над активной областью образуются корональные конденсации, а свечение корональных линий становится более ярким. Активные области характеризуются повышением излучения в рентгеновской и ультрафиолетовой областях спектра, также исходящими из солнечной короны, и изменением структуры хромосферы и короны.

Обнаружение земных проявлений С. а. привело к организации систематич. наблюдений Солнца (службы Солнца), к попыткам прогноза С. а., возникновения вспышек и т. п.

Лит.: 1) Солнечная активность и ее земные проявления, под ред. М. С. Эйгенсона, М.—Л., 1948; 2) Эллисон М. А., Солнце и его влияние на Землю, пер. с англ., М., 1959; 3) Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли. Сб. статей, пер. с англ., под ред. В. П. Шабанского, М., 1962; 4) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1); 5) Ягер К., Строение и динамика атмосферы Солнца, пер. с англ., М., 1962. Э. Е. Дубов.

**СОЛНЕЧНАЯ БАТАРЕЯ** — совокупность вентиляльных фотоэлементов, предназначенных для преобразования световой энергии (Солнца или искусственных источников света) в электрическую. Использование С. б. для получения электрич. энергии стало целесообразным после создания в 1953 г. Г. Пирсоном, Д. Чапином и К. Фуллером высокоэффективного вен-

тильного фотоэлемента из монокристаллич. кремния с *p-n*-переходом, расположенным в неск. мк от освещаемой поверхности (см. Вентильный фотоэффект, *p-n*-переход). В наст. время кпд у лучших образцов кремниевых фотоэлементов достигает 15% для солнечного излучения и значительно больших величин для искусственных источников света, напр. излучения квантовых оптических генераторов. Под кпд С. б. подразумевается отношение максимальной мощности  $W_{\text{макс}}$  к-рую можно снять с единицы площади фотоэлементов, составляющих С. б., к общей мощности светового излучения  $\Phi$ , падающего перпендикулярно на единицу рабочей поверхности фотоэлементов, выраженное в %:  $\eta = (W_{\text{макс}}/\Phi) \cdot 100\%$ . Кпд С. б. всегда меньше кпд составляющих батарею отдельных фотоэлементов, что объясняется неидентичностью последних. С. б. характеризуется теми же параметрами, что и отдельные фотоэлементы с запирающим слоем.

Типичная нагрузочная вольтамперная характеристика С. б. приведена на рис. 4 в ст. Вентильный фотоэффект.

Для увеличения мощности, снимаемой с единицы площади С. б., в ряде случаев применяют металлические или пленочные концентраторы (см. Гелиотехника) и отражатели световой энергии. Принцип работы отражателя показан на рис. 1. Подбирая угол наклона отражателей к плоскости батареи и величину отражателей, можно значительно увеличить отдаваемую С. б. мощность. Однако значительное увеличение светового потока, падающего на С. б., приводит к их перегреву и соответствующему снижению кпд. Для кремниевых С. б.  $d\eta/dT \approx -0,5\%/^{\circ}\text{C}$ , для С. б. из арсенида галлия  $d\eta/dT \approx -0,25\%/^{\circ}\text{C}$ . Поэтому в нек-рых конструкциях С. б. с концентраторами предусматривается их искусственное охлаждение проточной жидкостью или обдувом (в земных условиях). В космич. пространстве, где равновесная темп-ра определяется поглощательной и излучательной способностью С. б., снижение темп-ры осуществляется за счет нанесения теплоизлучающих покрытий на фотоэлементы и несущую конструкцию (корпус) С. б.

С. б. применяются в сочетании с буферными аккумуляторами для обеспечения электроэнергией переносных радиостанций, искусственных спутников Земли, межпланетных кораблей. Для защиты фотоэлементов от повреждающего действия космич. радиации (протонов и электронов высоких энергий) предусматривается защита в виде покрытий из радиационноустойчивого стекла, кварца или искусственного сапфира. В зависимости от орбиты космич. корабля и времени его пребывания в космосе, толщина защитных

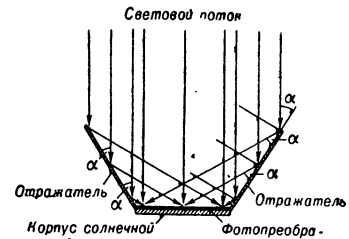


Рис. 1. Принцип действия отражателей.

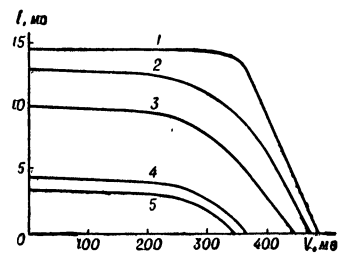


Рис. 2. Нагрузочные характеристики кремниевых фотоэлементов при различных радиационных дозах: 1 — до облучения, 2 —  $2,1 \cdot 10^{12}$  протонов/см<sup>2</sup>, 3 —  $2,0 \cdot 10^{13}$  протонов/см<sup>2</sup>, 4 —  $1,5 \cdot 10^{14}$  протонов/см<sup>2</sup>, 5 —  $2,0 \cdot 10^{14}$  протонов/см<sup>2</sup>.

покрытий варьируется от десятков мк до неск. мм. Изменение нагрузочной и спектральной характеристики кремниевого фотоэлемента под воздействием протонной бомбардировки дано на рис. 2 и рис. 3.

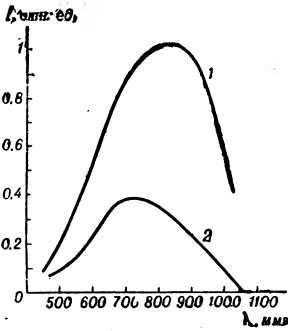


Рис. 3. Спектральные характеристики кремниевого фотоэлемента до и после облучения протонами: 1 — до облучения, 2 — после облучения  $3 \cdot 10^{14}$  протонов/см<sup>2</sup>.

Лит.: 1) Полупроводниковые преобразователи энергии излучений. Сб. статей, М., 1959; 2) Полупроводники в науке и технике. [Сб. статей, под ред. А. Ф. Иоффе], т. 2, М.—Л., 1958; 3) Фотоэлектрические элементы, в сб.: Преобразование тепла и химической энергии в электроэнергию в ракетных системах, пер. с англ., М., 1963; 4) Теплоэнергетика, вып. 3, Полупроводниковые преобразователи солнечной энергии, М., 1961; 5) Рыбкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 6) Вавилов В. С., Действие излучений на полупроводники, М., 1963; 7) Глиберман А. Я., Зайцева А. К., Кремниевые солнечные батареи, М.—Л., 1961; 8) Головин Б. М. и др., Действие протонов высокой энергии на кремниевые фотоэлементы, Дубна, 1963 (Р—1247). А. П. Лансман.

**СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА** — внешняя, наиболее протяженная оболочка Солнца. Поверхностная яркость внутри С. к. — ок.  $10^{-6}$  яркости центра солнечного диска. С. к. прослеживается до расстояний в неск. диаметров Солнца и постепенно переходит в Зодиакальный свет. Оптически С. к. наблюдали до расстояния  $\rho = 54R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус Солнца). С. к. можно видеть только во время полных солнечных затмений. С 1851 г. до 1930 г. ее наблюдали в общей сложности в течение часа. В 1930 г. был сконструирован прибор (коронграф Лию), к-рый позволяет наблюдать внутри С. к. (до  $\rho \approx 1, 3R_{\odot}$ ) вне затмений.

Форма С. к. зависит от фазы 11-летнего цикла солнечной активности. Во время максимума С. к.

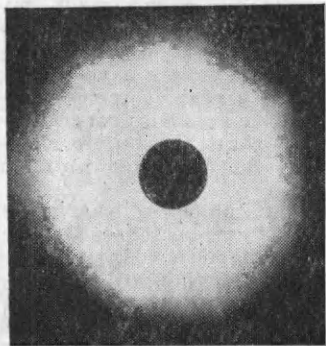


Рис. 1.

имеет сравнительно круглые очертания (рис. 1). Корональные лучи прибл. одинаково развиты в полярных и экваториальных областях Солнца. Во время минимума солнечной активности корональные лучи не наблюдаются на высоких широтах ( $|\phi| > 60^\circ$ ), а на более низких широтах они направлены почти параллельно экватору (рис. 2). Форма отдельных структурных деталей С. к. (шлемы, опахала, лучи, дуги и оболочки) зависит от образований в нижележащих слоях солнечной атмосферы — пятен, протуберанцев, факелов. Яркость С. к. падает по мере удаления от края Солнца неодинаково по разным направлениям. Осредненная по всем позиционным углам по результатам наблюдений при десяти затме-

ниях зависимость яркости от расстояния  $\rho$  от центра солнечного диска может быть представлена след. ф-лой (Баумбаха):

$$I(\rho) = \frac{0,0532}{\rho^{2,5}} + \frac{1,425}{\rho^7} + \frac{2,565}{\rho^{17}}$$

(яркость центра солнечного диска принята равной  $10^6$ ). Электронную концентрацию в С. к. можно выразить ф-лой:  $N(r) = 10^8 \left( \frac{0,036}{r^{1,5}} + \frac{1,55}{r^6} + \frac{2,99}{r^{16}} \right)$ , где  $r$  — расстояние от центра Солнца. Кинетич. темп-ра коронального газа  $5 \cdot 10^6$  до  $2 \cdot 10^6$ , а возмущенные области С. к. имеют еще большую темп-ру. Корональный газ находится в равновесии под действием сил солнечной гравитации и градиента давления. В видимой области спектра излучение С. к. можно разделить на 3 компоненты.

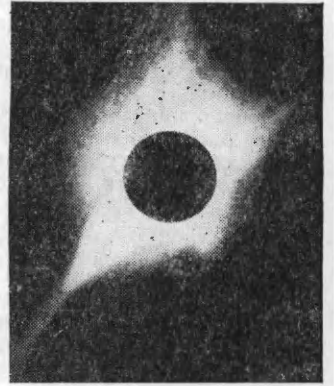


Рис. 2.

а) *I*-компонента имеет линейчатый эмиссионный спектр, содержащий линии высокоионизованных газов (CaXII—CaXV, FeX—FeXV, NiXII—NiXVI и ÅrX). Всего во внутр. С. к. в спектральной области  $\lambda\lambda 3328—10\ 798$  Å было найдено ок. 30 линий. Они дают ок. 1% общего излучения С. к. Все отождествленные линии возникают в результате переходов на основной уровень (кроме  $\lambda 7059,62$  Å). Во внутр. С. к. верхние уровни корональных линий возбуждаются в результате соударений с электронами, а во внешних частях С. к. преобладает возбуждение в результате поглощения излучения.

б) *K*-компонента имеет непрерывный спектр. Это излучение частично поляризовано и представляет собой свет фотосферы (см. Солнце), рассеянный свободными электронами, находящимися вблизи Солнца и имеющими высокие кинетич. темп-ры. Фото-сферные Фраунгоферовы линии при этих темп-рах размываются из-за быстрых тепловых движений рассеивающих электронов. *K*-компонента составляет 99% от полного излучения С. к.

в) *F*-компонента имеет непрерывный спектр, на к-рый наложены фотосферные фраунгоферовы линии.

Это излучение поляризовано слабее и обусловлено гл. обр. дифракцией солнечного света на межпланетных пылевых частицах, находящихся далеко от Солнца и создающих Зодиакальный свет. Эти частицы обладают относительно небольшими скоростями. На рис. 3 показана относит. роль каждой из компонент. Компоненты *K* и *F* образуют «белую С. к.». Их излу-

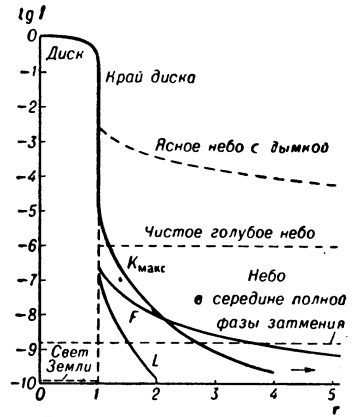


Рис. 3. Относит. интенсивности компонент излучения короны: *K* — непрерывное излучение, обусловленное электронным рассеянием; *F* — внутр. Зодиакальный свет; *L* — суммарное излучение в линиях.



чения имеют почти такой же цвет, как и излучение Солнца (внешняя С. к. неск. краснее, чем внутренняя и фотосфера). В коротковолновой части спектра все излучение  $\lambda < 200 \text{ \AA}$ , идущее от Солнца, принадлежит С. к. Спокойная С. к. дает рентгеновское излучение в области  $\lambda > 20 \text{ \AA}$ ; излучение с более короткими волнами исходит из высоковозбужденных областей — корональных конденсаций. Горячие области с  $T = 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$  могут давать излучение до  $\lambda \approx 1,5 \text{ \AA}$ . Плотность в корональных конденсациях до  $10^{10} \text{ частиц/см}^3$ , а высота ок.  $0,1 R_\odot$  над фотосферой. Непрерывное излучение в области  $\lambda < 100 \text{ \AA}$  обусловлено преимущественно свободно-свободными и свободно-связанными переходами электронов в полях высокоионизованных атомов металлов. Излучение в линиях в этой области превышает непрерывное излучение.

В радиодиапазоне на метровых волнах все излучение Солнца также исходит из С. к. В этом диапазоне излучение нижних слоев поглощается в С. к. Радиоизлучение делится на 2 составляющие: тепловое и спорадическое. Тепловое излучение на метровых волнах определяется электронной темп-рой короны и характеризуется пригл. постоянным потоком. Спорадич. радиоизлучение обладает гораздо большим потоком и быстрым и неправильным характером изменения его со временем. Оно коррелирует с пятнами (шумовые бури) и хромосферными вспышками (выбросы, всплески). См. *Солнечная активность и Солнечная радиация*.

Нагревание С. к. происходит за счет потока механич. энергии волновых движений, идущих от фотосферы (см. *Солнце*).

Потери энергии происходят неск. путями. Часть энергии переносится вниз и переизлучается в хромосфере, часть — теряется вследствие диссипации наиболее быстрых частиц из С.к. Около 1% коронального газа конденсируется в виде протуберанцев в хромосферу. Кроме того, корпускулярные потоки от активных областей Солнца уносят часть коронального вещества с «вмороженными» магнитными полями. По теории Паркера, С. к. не может находиться в состоянии гидродинамич. равновесия с межзвездной средой и должен существовать «солнечный ветер» — поток коронального газа, скорость к-рого у поверхности Солнца составляет неск. км/сек, а около Земли увеличивается до  $300 \text{ км/сек}$ .

Концентрация частиц вблизи Земли составляет неск. десятков электронов в  $1 \text{ см}^3$ , т. е. Земля находится как бы в С. к. В отдельных возмущенных областях этого потока плотности могут возрастать иногда в  $10^3$  раз. Теория «солнечного ветра» хорошо согласуется с измерениями, выполненными на искусственных спутниках Земли. Т. обр., С. к. теряет все свое вещество за неск. месяцев. Пополнение коронального вещества происходит из хромосферы.

Лит.: 1) Шкловский И. С., Физика солнечной короны, 2 изд., М., 1962; 2) Ягер К., Строение и динамика атмосферы Солнца, пер. с англ., М., 1962; 3) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Д. Койпера, т. 1).

Н. Н. Степанян.

**СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ** — см. *Солнечная радиация*.

**СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ** — электромагнитное и корпускулярное излучение Солнца. Корпускулярная радиация — в основном протоны со скоростями  $\sim 500 \div 1500 \text{ км/сек}$  и плотностью  $\sim 400 \text{ ион/см}^3$  у Земли; плотность возрастает при повышении солнечной активности до  $10^5 \text{ ион/см}^3$ . Общая потеря массы спокойным Солнцем  $\sim 10^{33} \text{ пром/сек}$ . При хромосферной вспышке образуются частицы (гл. обр. протоны) больших энергий: от  $5 \cdot 10^7$  до  $2 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ ; они составляют солнечную компоненту космич. лучей и частично объясняют вариации космич.

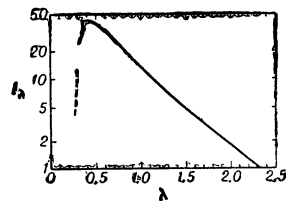
лучей, приходящих на Землю. Основная часть эл. и к. т. р. о м. а. г. н. и. т. н. о. г. о. излучения Солнца лежит в видимой части спектра. Распределение его по длинам волн показано на рисунке. Инфракрасное излучение Солнца прослеживается до  $30 \text{ мж}$ . Оно сильно ослаблено полосами поглощения в земной атмосфере (пары воды, молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}_2$  и др.). Излучение Солнца в радиодиапазоне проходит сквозь атмосферу Земли неполностью, т. к. она прозрачна для радиоизлучения только в диапазоне от  $1 \text{ см}$  до  $12 \div 14 \text{ м}$ . Радиоизлучение Солнца довольно слабо.

Оно состоит из теплового радиоизлучения, отражающего структуру внешних слоев атмосферы спокойного Солнца, и спорадич. радиоизлучения, связанного с солнечной активностью. Спорадич. радиоизлучение часто поляризовано, включает в себя шумовые бури и всплески радиоизлучения; оно интенсивней теплового и довольно быстро изменяется. Существует 5 типов всплесков радиоизлучения, к-рые различаются как по частотному составу, так и по характеру зависимости изменений интенсивности от времени. Большинство всплесков сопровождается хромосферными вспышками. Коротковолновое излучение Солнца также полностью поглощается земной атмосферой; сведения о нем получены с помощью ракет и искусств. спутников Земли. Непрерывный спектр Солнца резко ослабевает ок.  $2085 \text{ \AA}$ ; в области  $1550 \text{ \AA}$  исчезают фраунгоферовы линии (см. *Солнце*), и, хотя непрерывный спектр можно проследить до  $1000 \text{ \AA}$ , далее  $1500 \text{ \AA}$  спектр состоит в основном из линий излучения (линии Н, ионизованного He, многократно ионизованных атомов С, О, Mg и др.). Всего в ультрафиолетовой части спектра ок. 200 линий излучения. Наиболее сильна резонансная линия Н ( $L_\alpha$ ): на расстоянии Земли поток излучения в этой линии от всего солнечного диска составляет  $3\text{--}6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Рентгеновское излучение Солнца состоит из сплошного излучения и излучения в отдельных линиях. Оно сильно меняется с изменением солнечной активности (от  $0,13 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  до  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  на расстоянии Земли) и в годы ее максимумов становится более жестким (см. *Солнечная корона*). Во время *хромосферных вспышек* рентгеновское излучение Солнца усиливается в десятки раз. Возрастает и его жесткость. Хотя ультрафиолетовое и рентгеновское излучения Солнца несут сравнительно немного энергии — менее  $15 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  вблизи орбиты Земли, это излучение очень сильно влияет на состояние верхних слоев земной атмосферы.

Количество энергии, к-рое приносят солнечные лучи за  $1 \text{ мин}$  на площадку в  $1 \text{ см}^2$ , поставленную вне земной атмосферы перпендикулярно к солнечным лучам на среднем расстоянии Земли от Солнца, наз. *солнечной постоянной*. Она равна  $2,00 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ , что соответствует потоку в  $1,39 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Предполагают, что в периоды максимума солнечной активности С. р. увеличивается, однако если это возрастание и существует, то оно составляет лишь долю %.

Э. Е. Дубов.

Электромагнитная С. р. представляет собой основной источник энергии для всех процессов, происходящих на земной поверхности и в атмосфере Земли. Проходя через атмосферу, электромагнитная С. р. испытывает рассеяние и поглощение (см. *Рассеяние солнечной радиации*), вследствие чего величина потока



Кривая зависимости излучаемой энергии от длины волны для центра солнечного диска (единица интенсивности  $10^{13} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ ).

С. р. на уровне земной поверхности значительно меньше, чем на верхней границе атмосферы. Рассеяние происходит на молекулах воздуха, а также на различных частицах (пыль, капли воды и др.), содержащихся в атмосфере. Поглощение С. р. обусловлено в основном водяным паром, озоном (в высоких слоях атмосферы) и пылью.

В условиях безоблачного неба С. р. имеет простой дневной ход с максимумом в околополуденные часы, обусловленный изменением в течение дня длины пути солнечных лучей через атмосферу. В умеренных широтах средние величины потока С. р. на перпендикулярную к лучам поверхность (у земной поверхности) в околополуденные часы колеблются в пределах 0,8—1,5 ккал/см<sup>2</sup>·мин. Средний годовой ход потока С. р. характеризуется наличием максимума в весенне-летние месяцы и минимума — зимой. Поток С. р. растет с высотой, причем возрастание его в нижних слоях атмосферы происходит быстрее, чем в верхних. При поднятии на каждые 100 м поток С. р. возрастает в нижних 2—3 км атмосферы на неск. сотых, а на больших высотах — на неск. тысячных ккал/см<sup>2</sup>·мин.

Большое практич. значение имеет определение сумм С. р. за различные периоды времени (сутки, месяц, сезон, год). Различают суммы С. р. — возможные, к-рые имели бы место при полном отсутствии облачности, и действительные, получающиеся при реальных условиях, существующих в атмосфере. Величины сумм С. р. могут быть найдены как из наблюдений, так и расчетом. Наблюдается закономерное возрастание сумм С. р. к югу: между 80° и 34° с. ш. они изменяют от 15 до 100 ккал/см<sup>2</sup>·год.

Измерение потока С. р. производится с помощью актинометров и пиргелиометров.

Лит.: 1) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1); 2) Ягер К., Строение и динамика атмосферы Солнца, пер. с англ., М., 1962; 3) Космическая астрофизика, Сб. статей, пер. с англ., под ред. Г. А. Лейкина, М., 1962; 4) Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда, [Сб. статей], пер. с англ., под ред. Г. М. Никольского, М., 1962; 5) Шкловский И. С., Физика солнечной короны, 2 изд., М., 1962; 6) Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли, Сб. статей, пер. с англ., под ред. В. П. Шабанского, М., 1962; 7) Кондратьев К. Л., Лучистая энергия Солнца, Л., 1954. К. Я. Кондратьев.

**СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА** — система космич. тел (Солнце, планеты, спутники, кометы, метеорное вещество, космич. пыль), двигающихся в области пресоблажающего гравитационного действия Солнца. Радиус С. с. ≈ 2·10<sup>16</sup> астрономических единиц (3·10<sup>18</sup> см).

Наблюдаемые пределы С. с. определяются орбитой Плутона (ок. 40 астрономич. единиц). Количество планет и комет, входящих в С. с., составляет согласно теоретич. расчетам по меньшей мере миллионы, но огромное большинство их еще недоступно для астрономич. наблюдений. Информация о внешней части С. с. поступает только при наблюдениях приближающихся к Солнцу долгопериодич. комет и изучении космич. пыли, заполняющей всю С. с. и переходящей постепенно в межзвездную среду.

Большие планеты и спутники планеты образуют плоскую подсистему, к-рая определяет фундаментальную плоскость С. с. Большие планеты распадаются на 2 группы: внутр. планеты (Меркурий, Венера, Земля, Марс) и внешние (Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун). Плутон имеет физ. характеристики, отличные от характеристик внешних планет, и поэтому не может быть отнесен к их числу. Ок. 90% естеств. спутников группируются вокруг внешних планет, причем Юпитер и Сатурн представляют сами С. с. в миниатюре. Нек-рые спутники по размерам превышают планету Меркурий. Сатурн, помимо 9 больших спутников, обладает кольцом, состоящим из огромного количества мелких тел, движение к-рых удовлетворяет законам Кеплера; иными словами эти тела — также спутники Сатурна. Радиус кольца составляет 2,3 радиуса Сатурна.

Известно (1963 г.) свыше 1650 малых планет, орбиты к-рых расположены между орбитами Земли и Юпитера. Орбиты малых планет могут существенно отличаться от орбит больших планет; их наклоны к плоскости эклиптики достигают 52°, а эксцентриситеты 0,83. Вследствие больших эксцентриситетов нек-рые малые планеты могут приближаться к Солнцу ближе Меркурия и удаляться от Солнца на расстояния орбиты Сатурна.

Общее движение (и вращение вокруг осей) планет и спутников, рассматриваемое с Сев. полюса небесного экватора, происходит против часовой стрелки (прямое движение). Исключение представляет вращение Венеры и Урана и обратное движение нек-рых спутников.

Кометы по внешнему виду, размерам и характеру своих орбит резко отличаются от др. тел С. с. Периоды обращения комет могут достигать неск. миллионов лет, причем в афелии кометы достигают границ С. с., испытывая возмущения от ближайших звезд. Орбиты комет имеют любые наклоны от 0°

Табл. 1. — Характеристики планет и их орбит.

	Масса		Ср. диаметр		Сжатие	Период вращения	Наклон оси вращения	Плотность (г/см <sup>3</sup> )	Парабол. скорость на экваторе (км/сек)	Ускорение силы тяжести на поверхности (Земля = 1)	Сфера действия (10 <sup>6</sup> км)	Большая полуось орбиты (Земля = 1)	Период обращения (годы)	Наклон орбиты к эклиптике	Эксцентриситет орбиты	Средняя скорость движения по орбите (км/сек)
	г	Земля = 1	км	Земля = 1												
Меркурий.	3,24·10 <sup>22</sup>	0,0543	4800	0,377	0,00	87 суток 23 ч. 12 м.	7°?	5,60	4,3	0,38	0,136	0,387	0,241	7°,004	0,2056	47,84
Венера . .	4,87·10 <sup>27</sup>	0,8136	12200	0,957	0,00	247 суток 23 ч. 56 м.	95°	5,11	10,4	0,89	0,621	0,723	0,615	3°,394	0,0068	35,00
Земля . . .	5,98·10 <sup>27</sup>	1	12742,24	1	1 : 298,3	23 ч. 56 м. 4,1 с.	23°27'	5,516	11,2	1	0,944	1	1	—	0,0167	29,76
Марс . . . .	6,39·10 <sup>26</sup>	0,1069	6760	0,530	1 : 192	24 ч. 37 м. 2,67 с.	24°48'	3,95	5,1	0,38	0,631	1,524	1,881	1°,850	0,0934	24,11
Юпитер . .	1,90·10 <sup>30</sup>	317,38	139370	10,94	1 : 15,3	9 ч. 50 м. — 9 ч. 56 м.	3°7'	1,34	60,9	2,65	50,54	5,202	11,862	1°,308	0,0483	13,06
Сатурн . . .	5,68·10 <sup>29</sup>	95,03	115420	9,06	1 : 9,74	10 ч. 14 м. — 10 ч. 38 м.	26°45'	0,705	36,6	1,16	57,58	9,573	29,457	2°,488	0,0538	9,64
Уран . . . .	8,72·10 <sup>28</sup>	14,57	48200	3,78	1 : 18	10 ч. 42 м.	98°0'	1,48	22,2	1,02	54,25	19,135	84,015	0°,772	0,0445	6,80
Нептун . . .	1,03·10 <sup>29</sup>	17,24	45750	3,59	1 : 45	15 ч. 48 м. ?	29°	2,06	24,8	1,34	87,59	29,968	164,782	1°,773	0,0119	5,43
Плутон . . .	1,79·10 <sup>26</sup> ± - 1,18·10 <sup>27</sup>	0,03 ± - 0,7?	6370 ± - 12740?	0,5 ± - 1,0?	?	6 суток?	?	?	3-11?	0,8?	44,17?	39,265	249,73	17°,147	0,2455	4,73

Табл. 2. — Характеристика некоторых спутников планет и их орбит.

Планета	Спутники	Масса (з)	Диаметр (км)	Плотность (з/см <sup>3</sup> )	Параболич. скорость на поверхности (км/сек)	Ускорение силы тяжести на поверхности (Земля=1)	Период обращения (сут-ки)	Большая полуось орбиты (км)	Эксцентриситет орбиты	Наклон орбиты
Земля	Луна	$7,34 \cdot 10^{25}$	3476	3,34	2,39	0,165	27,322	384405	0,0549	5°9'
Юпитер	Ио	$6,98 \cdot 10^{25}$	3470	3,19	2,34	0,158	1,769	421600	0,0000	3°7'
	Европа	$4,68 \cdot 10^{25}$	3100	3,03	2,03	0,134	3,551	670800	0,0003	3°6'
	Ганимед	$15,36 \cdot 10^{25}$	5000	2,35	2,92	0,167	7,155	1070000	0,0015	3°2'
	Каллисто	$8,70 \cdot 10^{25}$	4700	1,59	2,24	0,106	16,689	1882000	0,0075	2°43'
Сатурн	Энцелад	$8,4 \cdot 10^{22}$	570	0,87	0,20	0,007	1,370	237900	0,0044	26°44'
	Рея	$2,3 \cdot 10^{24}$	1400	1,76	0,61	0,023	4,518	526700	0,0010	26°42'
	Титан	$1,38 \cdot 10^{26}$	4850	2,32	2,79	0,160	15,945	1221000	0,0289	26°7'
Нептун	Тритон	$1,38 \cdot 10^{26}$	3770	4,9	3,2	0,264	5,877	353400	0,000	139°49'

до 180°. Т. о., кометы образуют сферич. подсистему в С. с.

Метеорные тела и космическая пыль заполняют все пространство С. с. При сближении с Землей относит. скорость метеорных тел достигает 70 км/сек. На движение космич. пыли влияют не только притяжение Солнца и планет, но и солнечная радиация, корпускулярные потоки, а для электрически заряженных частиц также и магнитные поля Солнца и планет. Общая масса космич. пыли в пределах С. с. достигает массы Солнца ( $2 \cdot 10^{33}$  з) или даже превосходит ее. Внутри орбиты Земли плотность космич. пыли возрастает и она образует Зодиакальное облако (Зодиакальный свет), окружающее Солнце.

Лит.: 1) Воронцов-Вельяминов Б. А., Очерки о Вселенной, 5 изд., М., 1964; 2) Левин Б. Ю., Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе, М., 1956; 3) Фесенков В. Г., Современные представления о Вселенной, М. — Л., 1949; 4) Эйгенсон М. С., Об аналогии строения Солнечной системы со строением Галактики и других спиралей, «Астрон. ж.», 1963, т. 40, вып. 1; 5) Эрик К., Космический полет, пер. с англ., т. 1 — Окружающие условия и небесная механика, М., 1963; 6) Влансо В. М., Мс Сускеу S. W., Basic physics of the solar system, L., 1961; 7) Купер G. P., The solar system, v. 1 — The Sun, Chicago, 1953; v. 2 — The Earth as a planet, 1954, v. 3 — Planets and satellites, 1961. Г. А. Чеботарев.

**СОЛНЕЧНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ** — см. *Солнечная радиация*.

**СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА** — темные образования на поверхности Солнца. Крупное С. п. состоит из центрального ядра — тени, и обрамляющей ее более светлой области — полутени. Полутень состоит из радиально расположенных волокон, в к-рых иногда заметна вихревая структура. В полутенях наблюдается радиальное течение газов (эффект Эвершедда), меняющееся с высотой по величине и направлению. На уровне фотосферы вещество вытекает из С. п., на высоте 500—1000 км над поверхностью Солнца скорость равна нулю, а выше 2000 км вещество втекает в область над С. п. Скорости таких движений 2—4 км/сек. Полутени средних и больших С. п. бывают окружены яркими неправильными образованиями — «светлыми кольцами». Все С. п. обычно окружены факалами.

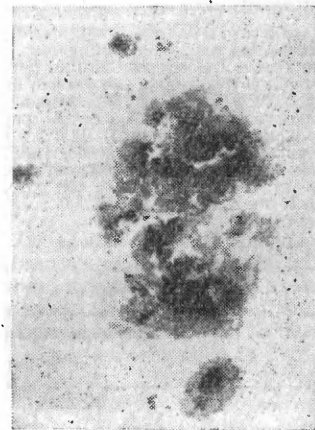
Наблюдаются как одиночные С. п., так и группы, состоящие из неск. больших С. п. (чаще двух) и большого количества мелких «пор». Размеры С. п. — от сотен до неск. тыс. км в поперечнике. Самая большая из зарегистрированных групп С. п., наблюдавшаяся в апреле 1947 г., заняла больше 1% видимого солнечного диска. Время жизни С. п. и групп — от неск. дней до неск. месяцев. Эффективная темп-ра их примерно на 1000° ниже, чем у окружающей фотосферы

(в среднем 4500°). Чем больше С. п., тем оно холоднее. В соответствии с более низкой темп-рой и спектр С. п. отличается от фотосферного. В С. п. усилены линии, образующиеся при более низких темп-рах; появляются новые линии, не наблюдающиеся в фотосфере, и ослаблены или совсем отсутствуют многие линии ионизованных элементов. Темп-ра возбуждения, определяемая по интенсивностям линий в С. п., 3900°. Распределение темп-ры, электронного и газового давления с глубиной в пятне (модель пятна) определялось многими авторами. По спектральной классификации спектр С. п. принадлежит к классу К.

Все С. п. обладают магнитным полем напряженностью от 1—2 сотен до 2—3 тыс. гс. По характеру распределения полярности в группе С. п. разработана классификация: 1) униполярные группы — наблюдается только одна полярность (8,6% всех групп); 2) биполярные группы — 2 С. п. противоположной полярности. Эта группа является наиболее распространенной (91%); 3) мультиполярные (сложные) группы, в к-рых нельзя установить никакой закономерности (0,4%).

Внутри групп С. п. происходят систематич. движения, особенно в первые дни после появления С. п. Наблюдается общее стремление С. п. разойтись в стороны. Появление, развитие и исчезновение пятен сопровождаются рядом явлений на всех уровнях атмосферы Солнца. Вся совокупность этих явлений наз. активной областью, или центром активности (см. *Солнечная активность*).

Число С. п. на Солнце меняется с периодом ок. 11 лет — циклом солнечной активности. На солнечном диске С. п. встречаются в двух зонах, параллельных экватору и расположенных на равных расстояниях по обе стороны от него. В течение цикла средняя широта С. п. непрерывно убывает. В начале цикла она равна  $\pm 30^\circ$ , а в конце  $\pm 8^\circ$ . В течение одного цикла предшествующие (западные) С. п. во всех биполярных группах одного волушария имеют



одну полярность, а последующие (восточные) С. п. — противоположную. В др. полушарии распределение полярностей обратное.

В табл. приведена модель тени пятна по Мшару и Маттигу:  $\tau_0$  — оптич. толщина,  $T^\circ K$  — температура,  $P_g$  и  $P_e$  — газовое и электронное давления,  $h$  — высота.

$\tau_0$	$T^\circ K$	$lg P_g$	$lg P_e$	$h$ (км)
0,001	3330	3,91	-1,43	0
0,005	3520	4,28	-1,00	57
0,02	3720	4,59	-0,59	110
0,10	4060	4,94	-0,05	171
0,30	4400	5,17	0,38	224
0,70	4720	5,35	0,70	261
1,00	4870	5,42	0,83	278
1,50	5080	5,52	0,99	299
2,00	5250	5,58	1,11	314

Наиболее сложным и фактически нерешенным вопросом при построении модели остается вопрос о согласовании масштабов высот в пятне и фотосфере.

Природа С. п., причина их появления и закономерности развития до конца не выяснены.

Время рассасывания магнитного поля С. п. очень велико:  $\sim 10^3$  лет, т. е. магнитные поля в виде скрученных или торoidalных трубок должны существовать в нижней, невидимой части конвективной зоны задолго до появления С. п. Низкая темп-ра С. п., по-видимому, поддерживается магнитным полем, препятствующим конвективному переносу энергии и создающим тем самым большой градиент темп-ры во внешней части С. п.

Лит.: 1) Ягер К., Строение и динамика атмосферы Солнца, пер. с англ., М., 1962; 2) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1).

Н. Н. Степанян.

**СОЛНЦЕ** — центральное тело *солнечной системы*, в к-ром сосредоточено 99,866% всей массы солнечной системы; ближайшая к Земле *звезда*. Согласно [3], солнечный параллакс равен  $8'',794 \pm 0,002$ . Расстояние от Земли до С. меняется от  $1,4710 \cdot 10^{13}$  см (январь) до  $1,5210 \cdot 10^{13}$  см (июнь), составляя в среднем  $(1,4960 \pm 0,0003) \cdot 10^{13}$  см (астрономич. единица). Средний угловой диаметр С.  $19'19'',26$ ; на среднем расстоянии от Земли до С.  $1''$  соответствует  $725,3$  км. Линейный диаметр С.  $(1,3920 \pm 0,002) \cdot 10^{11}$  см в 109 раз больше экваториального диаметра Земли. Масса С.  $(1,991 \pm 0,002) \cdot 10^{33}$  г, т. е. в 333 тыс. раз больше массы Земли; средняя плотность  $1,410$  г/см<sup>3</sup>. Ускорение силы тяжести на поверхности С. равно  $(2,7398 \pm 0,0004) \cdot 10^4$  см/сек<sup>2</sup>. Параболич. скорость на поверхности С. равна  $6,18 \cdot 10^7$  см/сек. Эффективная темп-ра, определяемая, согласно закону Стефана-Больцмана, по полному излучению С. (см. *Солнечная радиация*), составляет  $5785^\circ K$ .

Вращение С. вокруг его оси происходит в том же направлении, что и вращение Земли, в плоскости, наклоненной на  $7^\circ 15'$  к плоскости орбиты Земли (эклиптике). Скорость вращения определяется по видимому движению различных деталей в атмосфере С., а также по сдвигу спектральных линий на краях диска С. вследствие *Доплера эффекта*. Скорость вращения С. на разных географич. широтах  $\phi$  неодинакова. Сидерич. период вращения (относительно «неподвижных» удаленных звезд) на широте  $\phi = 16^\circ$  составляет 25,38 суток. Угловая скорость сидерич. вращения  $\omega = 14^\circ, 38 - 2^\circ, 7 \sin^2 \phi$  в сутки. Синодич. период (относительно Земли) на широте  $\phi = 16^\circ$  равен 27,275 суток. Линейная скорость на экваторе  $\approx 2$  км/сек. Полагают, что угловая скорость не меняется с высотой над поверхностью С.

Положение различных деталей на поверхности С. определяется в географич. координатах, отсчитываемых от солнечного экватора и от нек-рого началь-

ного меридиана — так наз. меридиана Керрингтона. При этом считают, что С. вращается как твердое тело. Положения начального меридиана даются в Астрономич. ежегоднике на каждый день. Там же приводятся данные о положении оси С.

С. как звезда является типичным желтым карликом в средней части главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (см. *Звезды, Спектр — светимость диаграмма*). Видимая фотовизуальная звездная величина С. равна  $-26,76$ , абс. фотовизуальная звездная величина равна 4,81. Показатель цвета С. (разность фотографической и фотовизуальной звездных величин) равен в интернациональной системе  $+0,50$ . Спектральный класс С.  $G2v$ . Скорость движения относительно близких звезд  $19,4$  км/сек.

Табл. 1. — Модель Солнца.

$r/R$	$\rho/\rho_c$	$T/T_c$	$M(r)/M$	$L(r)/L$	$\epsilon/\epsilon_c$	$\kappa$
0,000	1,000	1,000	0,000	0,000	1,000	1,14
0,050	0,956	0,971	0,007	0,060	0,850	1,18
0,091	0,860	0,907	0,042	0,278	0,582	1,28
0,128	0,734	0,828	0,107	0,547	0,345	1,43
0,184	0,518	0,699	0,259	0,843	0,124	1,75
0,230	0,348	0,594	0,415	0,952	0,043	2,10
0,276	0,218	0,504	0,562	0,987	0,014	2,51
0,334	0,112	0,408	0,717	0,998	0,003	3,09
0,397	$5,16 \cdot 10^{-2}$	0,325	0,835	1,000	0,001	4,00
0,482	$1,75 \cdot 10^{-2}$	0,238	0,927	1,000	0,000	4,85
0,529	$9,64 \cdot 10^{-3}$	0,199	0,956	1,000	0,000	5,45
0,570	$5,58 \cdot 10^{-3}$	0,169	0,973	1,000	0,000	5,83
0,606	$3,40 \cdot 10^{-3}$	0,146	0,982	1,000	0,000	5,92
0,637	$2,19 \cdot 10^{-3}$	0,128	0,988	1,000	0,000	6,30
0,664	$1,47 \cdot 10^{-3}$	0,114	0,992	1,000	0,000	6,51
0,687	$1,02 \cdot 10^{-3}$	0,102	0,994	1,000	0,000	6,80
0,707	$7,37 \cdot 10^{-4}$	0,093	0,996	1,000	0,000	7,08
0,742	$4,12 \cdot 10^{-4}$	0,078	0,998	1,000	0,000	7,17
0,783	$1,88 \cdot 10^{-4}$	0,062	0,999	1,000	0,000	9,06
0,820	$8,60 \cdot 10^{-5}$	0,049	1,000	1,000	0,000	10,74

Внутреннее строение С. определено в предположении, что С. является сферически симметричным телом и находится в равновесии. Ур-ние переноса энергии, ур-ние состояния идеального газа, закон Стефана — Больцмана и закон сохранения энергии, условия гидростатического, лучистого и конвективного равновесия вместе с находимыми из наблюдений значениями полной светимости, полной массы и радиуса С. и данными о его хим. составе дают возможность построить модели внутр. строения С. Одна из них приведена в табл. 1 (см. также табл. 2).

Табл. 2. — К модели Солнца.

Содержание водорода (X) . . . . .	0,76
Содержание тяжелых элементов (Z) . . . . .	0,0075
Средний молекулярный вес ( $\mu$ ) . . . . .	0,589
$\rho_c$ . . . . .	$85,7$ г/см <sup>3</sup>
$T_c$ . . . . .	$13,8 \cdot 10^8$ град
Радиус промежуточной поверхности, на к-рой согласуются значения . . . . .	0,482 R
Коэффициент непрозрачности во внутр. области, %мод. . . . .	$10^6,538 T^{-0,9}$
Коэффициент непрозрачности во внешней области, %мод. . . . .	$10^{25,252} T^{-8,8}$
Показатель политропы для центра, $n_c$ . . . . .	1,5
Радиус конвективного ядра . . . . .	0,050 R
Масса конвективного ядра . . . . .	0,007 M
Выход энергии в ядре . . . . .	0,060 L
Светимость $^1 \int_0^R 4\pi r^2 \rho \epsilon dr$ . . . . .	1,006 L

<sup>1</sup> При  $\epsilon = 10^{-20,005} X^2 \rho T^4$ .

В табл. 1:  $r$  — расстояние от центра С.,  $T$  — темп-ра,  $\rho$  — плотность,  $R$  — радиус С.,  $M(r)$  — масса внутри сферы с радиусом  $r$ ,  $M$  — полная масса С.,  $L(r)$  — поток энергии через сферу с радиусом  $r$  и центром

в центре С.,  $L$  — полный поток энергии от С.,  $\epsilon$  — количество энергии, выделяемое на 1 г вещества за 1 сек (выход энергии), и  $\kappa$  — коэфф. непрозрачности,  $\rho_c$ ,  $T_c$  и  $\epsilon_c$  — плотность, темп-ра и выход энергии в центре С. Вблизи центра С., по-видимому, находится конвективное ядро. Темп-ра в центре С. равна  $15-17 \cdot 10^6$  К, плотность  $\sim 100$  г/см<sup>3</sup>. Среднее количество энергии, вырабатываемое внутри С. в 1 сек, составляет 1,88 эрг/г. Выделение энергии определяется термоядерными реакциями, при к-рых водород превращается в гелий: протон-протонным и углеродными циклами (см. *Термоядерные реакции*). Выход энергии в обоих случаях составляет  $4,5 \cdot 10^{-5}$  эрг. Наиболее вероятно, что на С. преобладает протон-протонный процесс, для к-рого  $e = 10^{-29,005} X^2 \rho T^4$ .

Перенос энергии из внутр. слоев С. наружу в основном происходит путем поглощения электромагнитного излучения, приходящего снизу (фотоионизация внутр. оболочек атомов), и переизлучения его с постепенным увеличением длины волны излучения по мере понижения темп-ры при удалении от центра С. Конвективный перенос играет очень небольшую роль в недрах С.

Полное излучение С. определяется по освещенности, создаваемой им на поверхности Земли, — ок. 100 тыс. лк, когда С. находится в зените. Вне атмосферы на среднем расстоянии Земли от С. освещенность равна 136 тыс. лк. Сила света С. составляет  $3,07 \cdot 10^{27}$  междунар. св. Общее излучение С.  $(3,86 \pm \pm 0,03) \cdot 10^{33}$  эрг/сек, из к-рых на Землю падает ок.  $21 \cdot 10^{24}$  эрг/сек; средняя интенсивность излучения солнечного диска  $2,02 \cdot 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> · сек · стер, интенсивность излучения центра диска С.  $I(0) = 2,46 \times \times 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> · сек · стер. Яркость центра диска С. вне земной атмосферы составляет  $2,52 \cdot 10^5$  сб. Яркость диска С. падает от центра к краю по закону:

$$I_{\lambda}(\theta)/I_{\lambda}(0) = 1 - u_{\lambda} + u_{\lambda} \cos \theta,$$

где  $\theta$  — угловое расстояние от центра диска, а  $I_{\lambda}$  — интенсивность в данной длине волны. Величина  $u_{\lambda}$  зависит от длины волны. Напр., для  $\lambda = 3600 \text{ \AA}$ ,  $4000 \text{ \AA}$ ,  $5000 \text{ \AA}$  и  $6000 \text{ \AA}$   $u_{\lambda}$  соответственно равно 0,80, 0,92, 0,65, 0,56. Существуют и др. эмпирич. ф-лы, более точно описывающие результаты наблюдений. На самом краю С. яркость падает в 100 раз на протяжении менее 1'', т. е. граница диска С. очень резкая.

Спектральный состав света, излучаемого С. (после учета влияния поглощения в земной атмосфере и влияния Фраунгофера линий, см. ниже), в визуальной области близок к планковскому с темп-рой ок. 6000° К (табл. 3).

Табл. 3. — Спектральный состав света, излучаемого Солнцем.

$\lambda$ (микрон) . . . . .	0,34	0,36	0,38	0,40	0,42	0,44	0,46	0,48	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80
Поток (эрг/см·сек) . . . . .	4,15	4,80	5,46	6,97	8,26	9,33	10,02	10,02	9,73	9,07	8,54	7,60	6,72	5,28

Об инфракрасном и ультрафиолетовом излучениях С. см. *Солнечная радиация*. О радиоизлучении С. см. *Радиоастрономия*.

Напряженность общего магнитного поля С. не превышает на полюсах  $H_p = 1-5$  гс. Напряженность меняется от места к месту и со временем. Магнитный момент С. как диполя равен  $1 \cdot 69 \cdot 10^{32} H_p$ . Согласно наблюдениям 1957—58 гг., вблизи максимума солнечной активности общее магнитное поле С. изменило свою полярность. По мнению Каулинга, время распада общего магнитного поля равно  $10^{10}$  лет. Возможно, что слабые магнитные поля, обнаруживаемые в полярных областях С., соответствуют лишь поверх-

ностным образованиям. Вопрос об общем магнитном поле С. пока изучен недостаточно; результаты наблюдений и теории противоречат друг другу.

А т м о с ф е р а С. Внешние, доступные наблюдениям слои С. образуют его атмосферу. Почти все наблюдаемое излучение С. исходит из нижней части его атмосферы — фотосферы. В фотосфере очень резко растет с глубиной коэфф. излучения и поглощения; этим объясняется резкость края солнечного диска и небольшая толщина фотосферы (100—300 км). Исходя из ур-ний лучистого переноса энергии, лучистого и локального термодинамич. равновесия и наблюдаемого потока излучения, можно теоретически построить модель фотосферы, т. е. распределение в ней темп-ры и плотности с глубиной; спектральное распределение излучения фотосферы должно совпадать со спектральным распределением излучения С. Эта модель должна давать наблюдаемое потемнение к краю диска С. Иногда при построении модели, наоборот, исходят из наблюдений потемнения к краю. Непрерывное поглощение света в фотосфере в основном определяется фотоионизацией отщипат. ионов водорода. В табл. 4 приведена одна из моделей фотосферы.

Табл. 4. — Модель фотосферы.

$h$ (км)	$T$ (°К)	$\theta$	$\lg P$	$\lg P_e$	$\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	$\kappa_{5000}$	$\tau_{5000}$
$+\infty$	4300	1,172	2,00	8,26-10	$0,04 \cdot 10^{-8}$	0,001	0
+361	4330	1,164	2,00	8,26-10	$0,40 \cdot 10^{-8}$	0,007	0,0001
+148	4460	1,113	3,00	9,20-10	$3,8 \cdot 10^{-8}$	0,053	0,011
-65	4730	1,065	4,00	0,16	$3,8 \cdot 10^{-8}$	0,053	0,011
-155	4900	1,028	4,40	0,54	$9,31 \cdot 10^{-8}$	0,108	0,056
-202	5070	0,993	4,60	0,78	$14,3 \cdot 10^{-8}$	0,159	0,129
-251	5390	0,935	4,80	1,04	$21,3 \cdot 10^{-8}$	0,222	0,294
-304	5870	0,858	5,00	1,41	$30,9 \cdot 10^{-8}$	0,346	0,672
-332	6240	0,808	5,10	1,70	$36,6 \cdot 10^{-8}$	0,587	1,11
-363	6990	0,722	5,20	2,26	$41,3 \cdot 10^{-8}$	1,38	2,19
-398	7750	0,650	5,30	2,82	$46,8 \cdot 10^{-8}$	3,85	6,09
-418	8000	0,630	5,35	3,02	$46,9 \cdot 10^{-8}$	5,70	10,3

Обозначения:  $h$  — глубина в км,  $T$  — темп-ра,  $\theta = \frac{5040}{T}$ ,  $P$  — газовое,  $P_e$  — электронное давления,  $\rho$  — плотность,  $\tau_{5000} = \int \kappa \rho dx$  — оптич. глубина для света с длиной волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ,  $\kappa_{5000}$  — коэфф. поглощения для этой  $\lambda$ . Темп-ра в фотосфере падает наружу. Граничное ее значение  $4500-4300^\circ$ . Средняя плотность фотосферы  $2 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>3</sup>. За начало отсчета (поверхность фотосферы) принята оптич. глубина  $\tau_{5000} = 0,003$ , что соответствует  $\tau_{5000} = 1$  на краю диска, когда луч зрения проходит касательно к этой поверхности. Этот уровень и наблюдается как край диска С. Глубже фотосферы находится конвективная зона, в к-рой, кроме лучистого, имеет место также и конвективный перенос энергии. Это происходит под фотосферой в слоях, где резко меняется отношение  $c_p/c_v$  в связи с быстрым изменением темп-ры и состояния ионизации водорода. Отображением существования конвекции в подфотосферной зоне С. является

неравномерная яркость фотосферы, зернистость, грануляционная структура ее.

Гранулы (рис. 1) представляют собой яркие пятна более или менее округлой формы размером от 350 до 1000 км. Время жизни их 5—10 мин, отдельные гранулы прослеживаются до 20 мин. В фотосфере существуют и более крупные пятна — скопления гранул размером  $\sim 30\ 000$  км. Контраст гранул равен примерно 20%, что соответствует разнице в темп-ре в среднем на  $300^\circ$ . В отличие от др. образований, на поверхности С. грануляция одинакова на всех гелиографич. широтах и не зависит от солнечной активности. Турбулентные скорости в фотосфере составляют по раз-

личным определением 1—3 км/сек. Спектр С. — это непрерывный спектр, на к-рый наложено более 20 тыс. линий поглощения (Фраунгофера линии). Более 60% из них отождествлено со спектральными линиями известных хим. элементов. Как правило, отождествление производится по совпадению  $\lambda$  и относит.

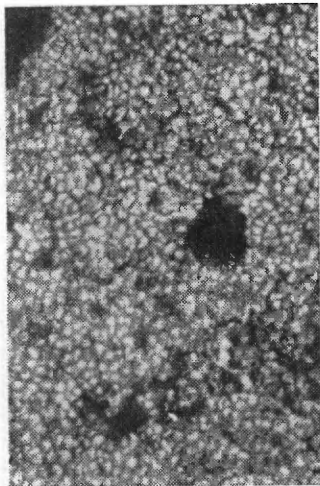


Рис. 1.

интенсивности линий мультиплетов (прежде всего резонансных) с лабораторными данными. На С. обнаружено ок. 70 хим. элементов. Исследование профилей и эквивалентных ширин (полного поглощения) Фраунгоферовых линий дает сведения о хим. составе атмосферы С. и о физ. условиях в тех слоях, в которых образуются те или иные линии поглощения. Профиль линий поглощения определяется видом коэфф. поглощения, который в общем случае включает в себя истинное поглощение (поглощение кванта с последующим гашением в результате электронного удара) и рассеяние (когерентное или некогерентное), и зависит от механизма уширения линий. Поскольку в образовании линий участвуют различные слои солнечной атмосферы, то профиль линии зависит также и от распределения физ. условий с глубиной (модели). Теоретически форма профиля получается в результате решения ур-ния переноса. При этом наиболее употребительны след. предположения: 1) непрерывный спектр образуется в фотосфере, а линии поглощения — в лежащем выше нее *образающем слое* (модель Шварцшильда — Шустера); 2) непрерывное поглощение (образование непрерывного спектра) и селективное поглощение (образование Фраунгоферовых линий) происходит в одном и том же слое бесконечной глубины (модель Милна — Эддингтона). В каждом случае могут быть приняты различные предположения об относит. роли истинного поглощения и рассеяния и о когерентности или некогерентности последнего.

Иногда поступают наоборот. Из наблюдений определяют профили линий и подбирают соответствующее распределение физ. условий с глубиной. Чем слабее линия, тем глубже она образуется. Данные о хим. составе и о турбулентной скорости получают чаще всего с помощью кривых роста, к-рые дают связь между полным поглощением в линии (ее эквивалентной шириной  $\omega_\lambda = \int (1 - \frac{I_\lambda}{I_0}) d\lambda$ , где  $I_0$  — интенсивность в непрерывном спектре рядом с линией, произведением числа поглощающих атомов  $N$  или концентрации их  $n$  на силу осцилляторов данной линии  $f$ . Кривая роста зависит и от постоянной затухания и от турбулентной скорости, к-рые могут быть определены в ре-

зультате сравнения эмпирич. кривых роста с теоретической. Эмпирически построенная кривая роста для С. приведена на рис. 2. Практически различные атомы и ионы дают неск. различающиеся кривые роста. Для слабых линий эквивалентная ширина  $\omega_\lambda$  прямо пропорциональна величине  $Nf$  ( $nf$ ) (линейная часть кривой роста), для средних линий  $\omega_\lambda$  пропорциональна  $\sqrt{\ln(Nf)}$  (пологая часть кривой роста, область насыщения линий). Для сильных линий  $\omega \sim \sqrt{Nf}$  и сильно зависит от постоянной затухания.

Наиболее обильным элементом на С. является Н. Количество атомов He в 4—5 раз меньше. Количество атомов всех др. элементов, вместе взятых, по крайней мере в 1000 раз меньше числа атомов Н. Среди остальных элементов наиболее обильны О, С, N, Mg, Si, Fe. В спектре С. можно отождествить также линии, принадлежащие нек-рым молекулам и свободным радикалам: OH, NH, O<sub>2</sub>, CN, CH, CO и др.

В фотосфере наблюдаются *солнечные пятна* (рис. 3) и *факелы* (вблизи края диска С.), число которых резко меняется с циклом *солнечной активности*. Выше фотосферы расположен слой атмосферы С., наз. хромосферой. Без спец. телескопов с узкополосными светофильтрами хромосфера видна только во время полных солнечных затмений как розовое кольцо, окружающее темный диск в те минуты, когда Луна полностью закрывает фотосферу. Тогда можно наблюдать и спектр фотосферы, т. н. «спектр вспышки» (не путать с понятием «спектр хромосферной вспышки»). Проводятся также спектральные наблюдения хромосферы вне затмений, однако наиболее ценные результаты получены по затменным фотографиям спектров хромосферы. На краю диска С. хромосфера представляется наблюдателю как неровная полоска, из к-рой выступают отдельные зубчики — хромосферные спиккули. При наблюдении в монохроматич. свете (напр., в линии H<sub>α</sub>) на диске С. видна хромосферная сетка,

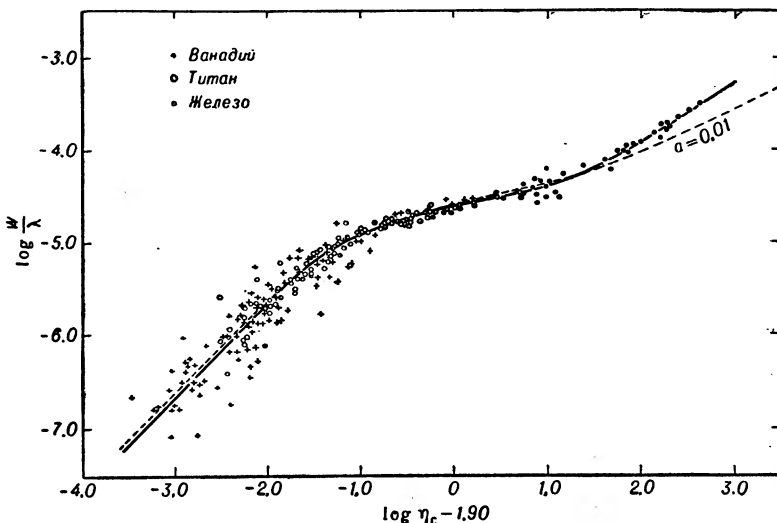


Рис. 2.

состоящая из отдельных узелков: мелких с диаметром 1000 км и крупных с диаметром от 2000 до 8000 км. Крупные узелки представляют собой скопления мелких. Около солнечных пятен хромосфера имеет характерную вихревую структуру и в ней наблюдаются *флуккулы*, *волокна* и *протуберанцы*. Число их меняется с фазой цикла солнечной активности. Эти образования часто наблюдаются и вне групп пятен. Спектр хромосферы состоит из сотен спектральных линий Н,



He, металлов. Наиболее сильные из них  $H_{\alpha}$  водорода (6562 Å) и  $H$  и  $K$ .  $Ca^{+}$  (3968 и 3933 Å). Протяженность хромосферы при наблюдении в различных линиях различна, в  $H$  и  $K$   $Ca^{+}$  ее можно проследить до 14 000 км над фотосферой. Исследование спектров хромосферы привело к выводу о значительно более медленном убывании плотности хромосферы с высотой, чем это должно быть по барометрич. ф-ле, если в нее подставить темп-ру фотосферы. В слое, где происходит переход от фотосферы к хромосфере, темп-ра переходит через минимум и по мере роста высоты над основанием хромосферы увеличивается до величины  $\sim 8000-10\,000^{\circ}K$ , а на высоте в неск. тысяч км — до  $15\,000-20\,000^{\circ}K$ . Такая темп-ра легко объясняет большую протяженность хромосферы (малый градиент плотности). Результаты наблюдений приводят к выводу, что в хромосфере на одной и той же высоте должны сосуществовать более горячие и более холодные элементы. Возможно, что существует целый набор хромосферных волокон с различными темп-рами. Нагрев хромосферы (и короны) объясняют поглощением энергии акустич. шумов (волн сжатия),

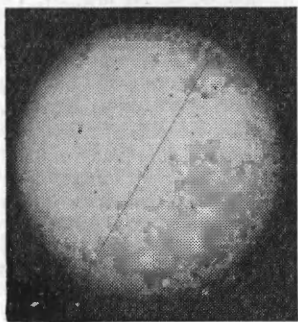


Рис. 3.

к-рые генерируются движением вещества в конвективной зоне  $S$ . Эти волны почти не поглощаются в фотосфере; при распространении вверх волны превращаются в ударные. Поглощение волн с падением плотности увеличивается. Расчеты показали, что поток энергии в акустич. шумах достаточен, чтобы объяснить свечение хромосферы и короны; причем необходимый баланс энергии между поглощением энергии, с одной стороны, и излучением, с другой — обеспечивается при темп-ре, соответствующей наблюдениям. Перенос энергии от конвективной зоны может быть связан также с магнитогидродинамич. и гравитационными волнами, т. к. в условиях солнечной атмосферы происходит непрерывный переход волн различных типов друг в друга. По мере уменьшения плотности и роста ионизации с высотой в хромосфере основная роль в охлаждении соответствующих слоев переходит от одних типов излучения к другим. С этим может быть связан довольно резкий скачок темп-ры.

Над хромосферой на неск. радиусов  $S$  простирается *солнечная корона*. Она имеет лучистую структуру, общая форма ее меняется с фазой цикла солнечной активности. Кинетич. темп-ра короны превышает  $10^6^{\circ}K$ . Нагрев короны осуществляется аналогично нагреву хромосферы. Наибольшее выделение энергии происходит в нижней части короны, но благодаря высокой теплопроводности корона почти изотермична — темп-ра понижается наружу очень медленно. Между хромосферой и короной имеется переходный слой протяженностью ок. 20 000 км, в к-ром происходит постепенный рост кинетич. темп-ры и постепенное уменьшение плотности. Условия в нем определяются потоком энергии из короны в хромосферу из-за теплопроводности. Верхние слои атмосферы  $S$ . (верхняя часть фотосферы, хромосфера и корона) находятся в состоянии, резко отличающемся от состояния локального термодинамич. равновесия, так что кинетич. темп-ра в каждой точке не равна темп-ре возбуждения. В периоды повышения активности  $S$ . структура хромосферы и короны в активных областях меняется.

В последнее время выяснилось, что большую роль в процессах, происходящих на  $S$ ., играют взаимодействия магнитногазодинамич. характера. При темп-ре  $5000-10\,000^{\circ}K$  газ достаточно ионизован и проводимость его имеет порядок  $10^{13}$  ед. СГСЕ. Огромные масштабы солнечных явлений делают роль электромеханич. взаимодействий очень большой. Отношение магнитной и кинетич. энергий намного больше единицы. Магнитные поля на  $S$ . наблюдаются не только в виде общего магнитного поля  $S$ . и магнитных полей солнечных пятен; встречаются также локальные магнитные области с напряженностью в сотни и даже тысячи *гс*. Магнитные поля проникают и в хромосферу и в солнечную корону.

Лит.: 1) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1); 2) Ягер К., Строение и динамика атмосфер Солнца, пер. с англ., М., 1962; 3) Аллен К. У., Астрофизические величины. [Справочник], пер. с англ., М., 1960; 4) Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; 5) Северный А. Б., Физика солнца, М., 1956.

Э. Е. Дубов.

**СОЛЬВАТАЦИЯ** — присоединение растворителя к веществу; различают  $S$ . ионов, молекул, макромолекул, частиц в дисперсных системах,  $S$ . с образованием твердых сольватов. Частный случай  $S$ . — *гидратация*, присоединение молекул воды. В растворах  $S$ . приводит к образованию соединений растворителя с растворенным веществом, вызывает изменения термодинамических и др. свойств растворенных веществ и растворителя.

Наиболее полно изучена  $S$ . ионов. Различают первичную («ближнюю»)  $S$ . — прочное связывание ионом молекул растворителя и образование внутр. сольватационной сферы, и вторичную («дальнюю»)  $S$ . — взаимодействие молекул растворителя с первично сольватированным ионом. Главная причина  $S$ . ионов — электростатическое (кулоновское) взаимодействие между ионами и полярными молекулами растворителя. Суммарная энергия  $S$ . газообразных аниона и катиона равна сумме теплоты образования кристаллич. решетки из газообразных ионов и теплоты растворения кристалла при образовании бесконечно разбавленного раствора. Это весьма большая величина, равная, напр., для  $Na^{+}aq + Cl^{-}aq$  175 ккал/моль, а для  $H^{+}aq + Cl^{-}aq$  ок. 340 ккал/моль.

$S$ . ионов — определяющий фактор электролитич. диссоциации в растворах. Так, распад газообразной молекулы  $HCl$  на газообразные ионы требует затраты 328 ккал/моль и только  $S$ . (гидратация) может компенсировать эту затрату энергии и вызвать диссоциацию  $HCl$  в растворе.  $S$ . ионов сопровождается уменьшением энтропии, поскольку молекулы растворителя как бы «вымораживаются» вокруг ионов. Соотношение величин энтальпии растворения и энтропии обуславливает существование сильных и слабых электролитов.

Лит.: 1) Ивма йлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959; 2) Некоторые проблемы современной электрохимии, под ред. Дж. Бокриса, т. 1, пер. с англ., М., 1958; 3) Робинсон Р. А., Стокс Р. Т., Растворы электролитов, пер. с англ., М., 1963.

Э. С. Севастьянов.

**СОЛЮБИЛИЗАЦИЯ** — явление коллоидного растворения, представляющего собой самопроизвольный переход в раствор нерастворимых или мало растворимых веществ (напр., углеводов в воде) под действием поверхностно-активных веществ, вводимых в виде малых добавок в растворитель. Поверхностно-активные вещества, способствующие такому растворению, обладают обычно достаточно развитыми углеводородными радикалами, что при концентрациях выше критич. приводит к возникновению коллоидных (мицеллярных) структур различного рода (см. *Коллоиды*). Таковы мыла и мылообразные поверхностно-активные вещества (как ионогенные, так и неионогенные), образующие в водных растворах полуколлоидные системы (см. *Полуколлоиды*).

С. сводится к извлечению растворяемого вещества из растворителя и распределению его в мицеллах поверхностно-активного коллоида. При этом рентгенографич. исследования вместе с др. методами показали, что в водной среде молекулы углеводорода проникают внутрь мицелл, в ее неполярное ядро, сольватируя цепи молекул или ионов мыла, тогда как молекулы солюбилизованных полярных соединений, таких как спирты, амины, жирные кислоты и т. д., располагаются между углеводородными цепями молекул мыла. При коллоидном растворении воды в углеводородных растворах мыл (т. н. обратная С.) вода гидратирует полярные группы молекул мыла, сосредоточенные внутри мицелл.

Наибольшее практич. значение С. приобрела в технологии эмульсолов [4], смазок и при получении синтетич. полимеров (каучуков и пластич. масс) методом эмульсионной полимеризации. При усвоении жиров организмом решающую роль играет С. этих жиров желчь, содержащая поверхностно-активные полуколлоиды — соли холевых кислот; на С. основано введение в организм противораковых полициклич. препаратов. Мыла и др. поверхностно-активные вещества в водных растворах, солюбилизируя фенолы, крезолы и т. д., усиливают их бактерицидное действие. Моющее действие мыл и др. моющих средств по отношению к жирным загрязнениям также в значит. степени объясняется С. жировых загрязнений и минеральных масел. В последние годы С. становится все более общим понятием, определяющим не только процесс внутримицеллярного растворения, но и растворение олеофильных жидкостей в водных растворах поверхностно-активных полимеров [1]. При этом полимерные поверхностно-активные вещества, не образующие мицелл в растворах, по своей солюбилизирующей способности оказываются практически не менее эффективными, чем неполимерные.

Лит.: 1) Шварц А., Перри Дж., Берч Дж., Поверхностноактивные вещества и моющие средства, пер. с англ., М., 1960; 2) Физико-химия моющего действия, под ред. П. А. Ребиндера, Л., — М., 1935; 3) Ошер Р. Н., Изготовление и применение смазочно-охлаждающих жидкостей, используемых при обработке металлов резанием, М. — Л., 1950; 4) Карасик П. И., Дюбаткин В. И., Охлаждающие эмульсии при обработке металлов, М., 1937; 5) Mc Bain J. W., в кн.: Advances in colloid science, v. 1, N. Y., 1942, p. 99; 6) Klevenis H. B., «Chem. Revs», 1950, v. 47, № 1, p. 1.

**СОЛЯРИЗАЦИЯ** — фотографич. эффект, заключающийся в том, что при большой засвеченности фотографии материала получающееся на нем после проявления почернение имеет тем меньшую *оптическую плотность*, чем больше количество освещения, а не наоборот, как это имеет место при умеренных количествах освещения, обычно применяемых в фотографии. Т. о., при очень больших количествах освещения характеристич. кривая фотографич. слоя (см. *Сенситометрия*) имеет наклон, противоположный общему. Это явление прямого получения позитивного изображения наблюдается не на всех материалах и не при всех условиях. Его устраняет, в частности, присутствие в эмульсионном слое слабых восстановителей, длительное проявление, слабое растворение кристаллов перед проявлением и т. п. Причина его — окисление центров *скрытого фотографического изображения* атомным бромом, образующимся при больших засветках в значит. концентрациях внутри эмульсионных кристаллов и выходящим на поверхность последних (процесс реброминации). С. имеет лишь малое применение для получения фотографич. изображений.

Лит.: Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М. — Л., 1949, гл. 7. Ю. Н. Горюховский.

**СОН** — единица условной шкалы громкости звука, выражающая непосредственную субъективную оценку сравнительной громкости чистого тона. 1 сон соответ-

ствует уровню громкости 40 фон при частоте 1000 гц. Шкалы С. и фон чистых тонов связаны однозначной зависимостью (см. *Громкость звука*). При каждом увеличении уровня громкости на 10 фон число единиц С. прибл. удваивается. При вычислении громкости сложных звуков и шумов должна учитываться их взаимная маскировка.

Лит.: 1) Иoffee В. К., Ямпольский А. А., Расчетные графики и таблицы по электроакустике, М. — Л., 1954; 2) Процедура для подсчета громкости. Проект рекомендации ИСО/ТН—43. (Секретариат 145), 1961. И. Г. Русаков.

**СООБЩЕНИЕ** (в теории информации) — всякий посетитель *информации*. При этом теория информации интересуется лишь колич. стороной информации, содержащейся в С. Понятие С. в теории информации имеет существенно вероятностный характер: каждый источник информации (или источник С.) задается перечислением возможных С. и соответствующих им вероятностей. Пусть  $x_1, x_2, \dots, x_n$  — возможные С., а  $p_1, p_2, \dots, p_n$  — соответствующие вероятности. Тогда количество информации в С.  $x_i$  принимают равным  $\log_2 \frac{1}{p_i}$ . Среднее количество информации в С. данного источника (его *энтропия*), т. е. сумма

$$\sum_{i=1}^n p_i \log_2 \frac{1}{p_i},$$

является важнейшей характеристикой источника. Именно величина энтропии определяет возможность передачи и хранения С., производимых источником.

Пример. Пусть источником С. являются результаты  $N$  последовательных измерений с точностью до 0,1 нек-рой физич. величины, равномерно распределенной в интервале от нуля до единицы. Тогда, если указывать только число десятых (с недостатком), возможными результатами отдельного измерения будут числа 0,1, ..., 9. Вероятность появления каждого из них равна 0,1. С. в данном примере представляются  $N$ -членными последовательностями цифр. Вероятность каждого С. равна  $(0,1)^N$ . Количество информации в каждом С. и энтропия источника равны  $N \log_2 10 = 3,32 N$  дв. ед. (см. *Единицы двоичные*).

Можно сказать, что источником С. в этом примере является случайная последовательность десятичных знаков (цифр) длины  $N$ . Именно такую форму случайных последовательностей знаков (или более общим образом — форму случайных процессов) имеют источники С., рассматриваемые в теории информации.

При изучении конкретных типов С., таких как письменная речь, телеграфные, телефонные или телевизионные сигналы, обычно строится та или иная приближенная вероятностная модель источника С. Так, с достаточной для целей теории информации точностью в качестве модели русской письменной речи может быть принята так наз. сложная цепь Маркова. Для непрерывных С. в качестве моделей используются стационарные случайные процессы. Построение подобных моделей опирается на обширные статистич. данные, касающиеся рассматриваемых процессов.

Ю. В. Прохоров.

**СООТВЕТСТВЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ** — состояния двух веществ, соответствующие одним и тем же значениям приведенных давлений, объемов и температур. Приведенной величиной наз. отношение данной величины к ее значению в критич. состоянии вещества, т. е. приведенные давление  $\pi$ , молярный объем  $\varphi$  и темп-ра  $\tau$  определяются соответственно как

$$\pi = p/p_{кр}, \quad \varphi = v/v_{кр}, \quad \tau = T/T_{кр},$$

где  $p$  — давление,  $v$  — молярный объем,  $T$  — абс. темп-ра, а  $p_{кр}$ ,  $v_{кр}$  и  $T_{кр}$  — значения тех же величин для вещества в критич. состоянии. Т. к. три величины  $p$ ,  $v$ ,  $T$  и, следовательно,  $\pi$ ,  $\varphi$ ,  $\tau$  связаны ур-нием состояния, то само существование С. с. для к.-л.

веществ эквивалентно закону соответственных состояний: если значения двух из приведенных величин совпадают для рассматриваемых веществ, то значения третьей величины тоже совпадают. Закон С. с., в частности, справедлив для тел, подчиняющихся *Ван-дер-Ваальса уравнению*. См. также *Приведенное уравнение состояния*.

Закон С. с. выполняется не строго и в ограниченной области, тем не менее он полезен при анализе экспериментальных результатов.

Лит.: 1) Ландау Л., Лифшиц Е., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М. — Л., 1951 (Теор. физика, т. 4); 2) Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М. — Л., 1948.

### СООТВЕТСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЗАКОН — см. Соответственные состояния.

**СООТВЕТСТВИЯ ПРИНЦИП** — постулат квантовой механики, требующий совпадения ее физич. следствий с результатами классич. теории в предельном случае больших квантовых чисел. С. п. является естественным проявлением того, что квантовые эффекты существуют лишь при рассмотрении микрообъектов, когда величины размерности действия сравнимы с постоянной Планка  $\hbar$ . Если же квантовые числа, характеризующие физич. систему (напр., орбитальный момент), велики, то величиной  $\hbar$  можно пренебречь и система с высокой точностью подчиняется классич. законам. С формальной точки зрения С. п. означает, что в пределе  $\hbar \rightarrow 0$  квантовомеханич. описание физич. объектов должно быть эквивалентно классическому.

Часто под С. п. понимают след. более общее положение. Любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физич. реальности и на более широкую область применимости, чем старая, должна включать последнюю как предельный случай.

Когда основные аксиомы теории уже сформулированы, С. п. представляет в основном иллюстративный интерес, подчеркивая преемственность теоретич. построений. Напр., если в данной конкретной физич. проблеме  $\hbar$  можно считать малой величиной, то это равносильно т. н. квазиклассич. приближению в квантовой механике. При этом нерелятивистское волновое *Шредингера уравнение* в пределе  $\hbar = 0$  приводит к классическому *Гамильтона — Якоби уравнению*, подобно тому, как релятивистская механика в пределе малых скоростей переходит в классическую. Однако в период возникновения новой теоретич. дисциплины, когда ее принципы во многом еще неясны, С. п. имеет самостоятельное эвристич. значение.

С. п. был выдвинут Н. Бором в 1923 г. (в т. н. старой квантовой теории до создания последовательной квантовой механики) в связи с проблемой интенсивности линий в спектрах излучения и поглощения атомов. В соответствующей этой проблеме частной формулировке С. п. гласит, что спектр излучения квантовой системы в своей длинноволновой части (т. е. при больших значениях квантовых чисел, характеризующих излучающий атом в начальном и конечном состояниях) должен совпадать со спектральным распределением, полученным из классич. электродинамики. Впоследствии, когда была создана вполне последовательная квантовая механика, особенности атомных спектров были объяснены на более глубокой основе, причем существенные черты математич. аппарата снова определялись С. п. Напр., из С. п. следует, что коммутационные соотношения между различными величинами квантовой теории даются классическими *Пуассона скобками*, что *гамильтониан* физич. системы выражается через обобщенные координаты и импульсы так же, как в классич. механике, и т. д.

Значение С. п. далеко выходит за рамки квантовой механики. Им широко пользуются в *квантовой электродинамике*, теории *элементарных частиц*, и,

без сомнения, он войдет составной частью в любую новую теорию.

Лит.: 1) Бор Н., Три статьи о спектрах и строении атомов, пер. с нем., М., 1923, 2) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 3 изд., М., 1961, 3) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1957. О. И. Завьялов.

**СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ**, принцип неопределенности, — фундаментальное положение квантовой теории, утверждающее, что не существуют такие состояния физ. системы, в к-рых две динамич. переменные  $A$  и  $B$  имеют вполне определенные значения, если эти переменные канонически сопряжены друг другу в духе гамильтонова формализма (см. *Канонические переменные*). Т. о., никакое эксперимент. не может привести к одновременному точному измерению таких  $A$  и  $B$ . Неточность в измерениях при этом связана не с несовершенством экспериментальной техники, а с объективными свойствами исследуемой системы. Количественная формулировка С. н. — произведение погрешностей измерения канонически сопряженных величин не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка  $\hbar$ :  $\Delta A \cdot \Delta B \geq \hbar$ .

Канонически сопряженными величинами являются, напр., координата центра инерции системы  $q_\alpha$  и соответствующая этой координате компонента импульса  $p_\alpha$ , угол поворота системы вокруг нек-рой оси  $\varphi_z$  и проекция момента количества движения на эту ось  $L_z$  и т. д. Соответственно

$$\Delta p_\alpha \Delta q_\alpha \geq \hbar; \quad \Delta \varphi_z \Delta L_z \geq \hbar. \quad (1)$$

Из С. н. следует, что чем более определено значение одной из входящих в неравенство величин, тем менее определено значение другой. В предельном случае, когда значение одной динамич. переменной определено точно, неопределенность значения второй достигает бесконечности и вообще не имеет смысла говорить о каком бы то ни было ее значении. Ввиду малости  $\hbar$  по сравнению с макроскопич. величинами той же размерности, С. н. существенно в основном для явлений атомных масштабов и не проявляется в опытах с макроскопич. телами.

Принцип неопределенности, открытый в 1927 г. В. Гейзенбергом, явился важным шагом в интерпретации закономерностей микромира и построении *квантовой механики*. Существенная черта атомных явлений состоит в их корпускулярно-волновой природе, проявляющейся, напр., в дифракции электронов.

Так, движение микрочастицы связано с распространением волны де-Бройля. Частица может быть обнаружена в любой точке этой волны. Результаты эксперимента по определению, напр., координат имеют поэтому вероятностный характер. Нельзя думать, не вступая в противоречие с фактами, что это объясняется неполнотой сведений о состоянии частицы и что, привлекая дополнительную информацию, можно уточнить прогнозы о ее «истинной» локализации. Представим себе, напр., что электрон определенной энергии падает на дифракционную решетку. При многократном повторении этого процесса рассеявшиеся электроны образуют характерную дифракционную картину. В силу волновой природы дифракции следует считать, что в акте взаимодействия электрона с решеткой принимают участие все ее ячейки. Если допустить, что при нек-рых условиях можно было бы точно предсказать, в каком направлении будет двигаться электрон, то это привело бы к противоречию. Действительно, в этом случае можно было бы указать одну конкретную ячейку дифракционной решетки, с к-рой взаимодействует электрон при отражении, а влияние других ячеек оказалось бы несущественным.

Т. о., состояние частицы с максимальной полной характеристикой формой волны де-Бройля, т. е.

волновой функцией, и не может быть уточнено каким бы то ни было способом, позволяющим перейти от вероятностных суждений к точным. Ясно поэтому, что понятие координаты и импульса в классич. смысле не могут быть применены к микроскопич. объектам. Пользуясь этими величинами при описании атомной системы, необходимо учесть при их интерпретации квантовые свойства системы. Этот учет и проявляется в С. н.

Проводя конкретный эксперимент по определению координаты или импульса частицы, получают одно из их возможных значений. Из всех допустимых вариантов, т. о., реализуется лишь один. В этом (и только в этом) смысле можно сказать, что координата и импульс в обычном классич. понимании появляются только в процессе измерения, в процессе взаимодействия макроскопич. измерительного прибора с исследуемым объектом. Такое взаимодействие принципиально нельзя сделать сколь угодно малым. Ясно, что энергетич. обмен между прибором и микроскопич. частицей неизбежно связан с искажением первоначального состояния последней и приводит, следовательно, к неопределенности в последующем опыте по определению канонически сопряженной величины. Анализ любых мыслимых опытов показывает, что измерение, напр., координаты микрочастицы делает неопределенным ее импульс, и наоборот.

С формальной точки зрения С. н. являются следствием перестановочных свойств операторов, представляющих динамич. переменные в математич. аппарате квантовой теории. В квантовой механике каждому состоянию физ. системы сопоставляется вектор, принадлежащий нек-рому линейному пространству (пространству состояний). Каждой динамич. переменной ставится в соответствие оператор, действующий в этом пространстве. Система находится в состоянии с полностью определенным значением к.-л. физ. величины только в том случае, если это состояние представлено собственным вектором соответствующего оператора. На операторы канонически сопряженных величин в квантовой механике наложено требование некоммутативности (т. е. зависимости произведений операторов от порядка сомножителей). Согласно теоремам линейной алгебры, такое требование делает невозможным существование общих собственных векторов у операторов, представляющих канонически сопряженные динамич. переменные. Следовательно, физ. система не может находиться в состоянии, в к-ром две такие переменные одновременно имели бы точные значения. Т. о., С. н. непосредственно следуют из квантовых представлений. Заметим, что принцип неопределенности сам по себе дает качественную характеристику математич. аппарата квантовой механики и может быть поэтому положен в основу ее построения.

Рассмотрим подробнее простой пример — микрочастицу, находящуюся в фиксированном внешнем поле. Состояния такой частицы можно охарактеризовать волновой ф-цией  $\psi(q)$ , заданной в пространстве координат (для простоты будем считать, что  $\psi$  зависит только от одной переменной  $q$ ). Квадрат модуля волновой ф-ции  $|\psi(q)|^2$  представляет собой плотность вероятности обнаружить частицу в той или иной

области пространства, так что  $\int_a^b |\psi|^2 dq$  дает вероятность того, что частица находится на отрезке от  $a$  до  $b$ . Если волновая ф-ция исчезающе мала всюду вне интервала  $(a, b)$ , можно считать, что частица локализована на этом участке, и неопределенность значения координаты совпадает по порядку величины с длиной участка. Как говорят, волновая ф-ция образует волновой пакет, а его ширина, совпадающая с длиной

$(a, b)$ , является мерой неопределенности в значении координаты.

Другая возможность описать состояние частицы — задать волновую ф-цию  $\varphi(p)$  в пространстве импульсов. Квадрат модуля  $|\varphi(p)|^2$  дает плотность вероятности найти импульс частицы в том или ином интервале значений, а ширина волнового пакета, образованного ф-цией  $\varphi(p)$  в импульсном пространстве, является мерой неопределенности значения импульса. Из постулированных в квантовой механике соотношений коммутации между операторами импульса и координаты следует, что волновые ф-ции в импульсном и координатном пространствах связаны между собой преобразованием Фурье:

$$\psi(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(p) e^{ipq/\hbar} dp \quad (2)$$

и

$$\varphi(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(q) e^{ipq/\hbar} dq. \quad (3)$$

Т. о., волновая ф-ция  $\psi(q)$  является суперпозицией плоских волн, соответствующих различным значениям импульса. Если она практически исчезает вне малого интервала  $\Delta q$ , т. е. имеет вид достаточно узкого волнового пакета, то это означает, что плоские волны, к-рые участвуют в его образовании, интерферируют и гасят друг друга при значениях координаты, не принадлежащих этому интервалу. Но для осуществления такой интерференции нужен тем более обширный набор плоских волн, чем уже интервал  $\Delta q$ . Необходимо, следовательно, чтобы ф-ция  $\varphi(p)$  заметно отличалась от нуля в достаточно широком диапазоне импульсов. Из теории фурье-преобразований известно, что минимальная ширина этого диапазона имеет порядок величины  $\hbar/\Delta q$ ; отсюда следует С. н.:  $\Delta p \geq \hbar/\Delta q$ .

Более точное соотношение можно получить, если меры неточностей  $\Delta q$  и  $\Delta p$  понимать как средне-квадратичные отклонения от средних значений  $\bar{q}$  и  $\bar{p}$ . Напр., если

$$\overline{(\Delta q)^2} = \int (q - \bar{q})^2 |\psi(q)|^2 dq; \quad \Delta q = \sqrt{\overline{(\Delta q)^2}}, \quad (4)$$

$$\overline{(\Delta p)^2} = \int (p - \bar{p})^2 |\varphi(p)|^2 dp; \quad \Delta p = \sqrt{\overline{(\Delta p)^2}}, \quad (5)$$

где

$$\bar{q} = \int q |\psi(q)|^2 dq, \quad \bar{p} = \int p |\varphi(p)|^2 dp, \quad (6)$$

то можно строго вывести из (2) — (6) соотношения

$$\overline{(\Delta q)^2} \cdot \overline{(\Delta p)^2} \geq \hbar^2/4; \quad \Delta q \cdot \Delta p \geq \hbar/2. \quad (7)$$

Операторы составляющих импульса и координаты, относящиеся к разным осям, коммутируют; поэтому возможные состояния с одновременно строго определенными парами значений  $x$  и  $p_y$ ,  $y$  и  $p_x$  и т. д., т. е., в обозначениях (4), (5),

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar/2, \quad \Delta p_y \cdot \Delta y \geq \hbar/2, \quad \Delta p_z \cdot \Delta z \geq \hbar/2,$$

$$\Delta p_x \cdot \Delta y = \Delta p_x \cdot \Delta z = \Delta p_y \cdot \Delta x = \Delta p_y \cdot \Delta z = \Delta p_z \cdot \Delta x = \Delta p_z \cdot \Delta y = 0.$$

Более сложен вопрос о физ. смысле часто употребляемых С. н. для энергии и времени:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (8)$$

В самом деле, в квантовой механике  $t$  есть параметр, а не динамич. переменная, к-рой сопоставлялся бы к.-л. оператор. В (1) подразумевается невозможность одновременно определить значения двух величин. Энергию же  $E$  стационарного состояния можно найти с любой точностью и отнести к любому моменту

времени  $t$ . Уже отсюда ясно, что при внешнем сходстве соотношений (8) и (1) их следует интерпретировать по-разному. С. н. (8) встречается в разных случаях и имеет различный физ. смысл. Так, оно справедливо, если под  $\Delta E$  понимать изменение энергии стационарного состояния системы под влиянием слабого возмущения, воздействующего на систему в течение времени  $\Delta t$ . Т. о.,  $\Delta E$  есть разность двух точно измеренных значений энергии в два различных момента времени. В применении к этому случаю соотношение (8) гласит, что энергию взаимодействия между измерительным прибором и исследуемой системой можно учесть с точностью до  $\hbar/\Delta t$ , а в предельном случае мгновенного измерения возникающий энергетич. обмен становится полностью неопределенным.

Соотношение (8) приобретает другой смысл, если под  $\Delta E$  понимать неопределенность значения энергии нестационарного состояния замкнутой системы. В самом деле, из ур-ния движения квантовой механики следует, что средние значения физ. величин, характеризующих систему и не коммутирующих с ее гамильтонианом, только тогда не меняются со временем, когда состояние системы стационарно и, следовательно, ее энергия вполне определена. Если же такие физ. величины в системе существенно изменяются за время порядка  $\Delta t$ , то энергия системы должна иметь неопределенность  $\Delta E \sim \hbar/\Delta t$ . Формально этот вывод следует из ур-ний движения так же непосредственно, как соотношение (7) следует из (4) — (6).

Обе интерпретации С. н. (8) приводят к весьма важным выводам, в частности в применении к возбужденным состояниям атомов. Такие состояния квазистационарны. Если считать  $\Delta t$  средним временем жизни возбужденного состояния, а  $\Delta E$  — средней шириной его энергетич. уровня (неопределенностью энергии состояния), то между частотной размытостью  $\Delta\omega = \Delta E/\hbar$  спектральной линии излучения, соответствующей переходу атома из возбужденного в основное состояние, и  $\Delta t$  возникает связь:  $\Delta\omega \geq 1/\Delta t$ . Так, напр.,  $\tau$  — время жизни  $\alpha$ -радиоактивного ядра — связано с разбросом  $\Delta E$  энергии испускаемых им частиц соотношением  $\Delta E \sim \hbar/\tau$ . В классич. теории имеется аналогичная ф-ла, связывающая ширину частотного диапазона электромагнитного сигнала с временем его излучения.

Лит.: 1) Гейзенберг В., Шредингер Э., Дирак П., Современная квантовая механика, (пер. с англ.), М., 1934; 2) Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 4) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 3 изд., М., 1961; 5) Манделштам Л. И., Тамм И. Е., в кн.: Манделштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 2, М., 1947, с. 306; 6) Крылов Н. С., Фок В. А., «ЖЭТФ», 1947, т. 17, вып. 2, с. 93; 7) Вогт Н., Rosenfeld L., Zur Frage der Messbarkeit der elektromagnetischen Feldgrößen, В., 1933; 8) Нейманн J. von, Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik, В., 1932. О. И. Завьялов.

**СОПЛО** — канал переменного сечения, в к-ром происходит ускорение газа или жидкости. С. применяются для получения скорости потока заданной величины (в аэродинамич. трубах, реактивных двигателях, инжекторах, турбинах и т. п.), для измерения и регулирования расхода газа или жидкости (в дроссельных устройствах, регуляторах и т. п.) и др. целей. Скорость газового потока на выходе из С. может быть дозвуковой  $v < a$ , звуковой  $v = a$  и сверхзвуковой  $v > a$ . С. придают плавные очертания, поэтому гидравлич. потери в них невелики и, в основном, обусловлены трением. В первом приближении течение газа в С. можно считать изэнтропическим и одномерным.

Согласно закону сохранения вещества, через любое поперечное сечение канала проходит одинаковое количество газа

$$F\rho v = \text{const}, \quad (1)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения канала,  $\rho$  — плотность газа,  $v$  — его скорость. В несжимаемом газе ( $\rho = \text{const}$ ), согласно ур-нию (1), для увеличения скорости потока необходимо уменьшать сечение канала.

С., в к-ром площадь поперечного сечения по длине уменьшается, наз. дозвук. соплом (рис. 1). Его особенность в том, что при дозвуковом истечении давление в выходном сечении  $p_c$  всегда равно давлению в окружающей среде  $p_a$ . Физически это объясняется тем, что малые возмущения в потоке газа распространяются со скоростью звука  $a$ , большей, чем скорость течения газа, и поток успевает перестроиться так,

Рис. 1. Дозвуковое сопло.

что  $p_c = p_a$ . По мере увеличения отношения  $p_0/p_a$  ( $p_0$  — давление в камере у входа в С.) скорость в выходном сечении  $v_c$  растет и при определенном отношении  $p_0/p_a$ , наз. критическим,  $v_c = a$ , однако ни при каком  $p_0/p_a > (p_0/p_a)_{кр}$  в дозвуковом С. скорость  $v_c$  не может превышать скорость звука.

При околосвуковой скорости потока газ уже нельзя считать несжимаемым. Увеличение скорости к выходному сечению дозвукового С. сопровождается заметным уменьшением давления, а следовательно, плотности и темп-ры газа. С переходом через скорость звука падение плотности при росте скорости идет быстрее, чем увеличение скорости, и, следовательно, чтобы удовлетворить ур-нию (1), сечение потока должно увеличиваться. Математически этот вывод может быть получен из рассмотрения ур-ния (1) и ур-ния Бернулли (без учета трения) в дифференциальной форме. После некоторых преобразований получается ур-ние:

$$\left(\frac{v^2}{a^2} - 1\right) \frac{dv}{v} = \frac{dF}{F} \quad \text{или} \quad (M^2 - 1) \frac{dv}{v} = \frac{dF}{F}.$$

При ускорении газа, когда  $\frac{dv}{v} > 0$ , сечение С. должно изменяться, как указывалось выше, а именно: если  $v < a$ , то  $dF/F < 0$  (сужение), если  $v = a$ , то  $dF/F = 0$  (кризис), если  $v > a$ , то  $dF/F > 0$  (расширение). Т. о., для получения  $v > a$  сечение вдоль потока за сечением  $F_{кр}$  должно увеличиваться. Такой суживающийся — расширяющийся канал, в к-ром может быть

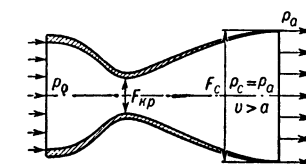


Рис. 2. Сверхзвуковое сопло Лавала.

получен сверхзвуковой поток, наз. соплом Лавала (рис. 2). Давление на выходе такого сверхзвукового С. не связано с давлением атмосферы, а зависит только от давления в камере перед С. и от формы С.

Для получения сверхзвуковой скорости в выходном сечении сопла Лавала нужно располагать определенными величинами отношений давлений  $p_0/p_c$  и площадей  $F_c/F_{кр}$ , к-рые выражаются через число  $M$  и в случае адиабатич. расширения газа в С. имеют вид:

$$\frac{p_0}{p_c} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{k/(k-1)},$$

$$\frac{F_c}{F_{кр}} = \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{(k+1)/2(k-1)}}{M \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+1)/2(k-1)}},$$

где  $k = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме (показатель адиабаты),  $F_c$  и  $F_{кр}$  — площади выходного и критич. сечений С. Режим работы сопла Лавала, при к-ром  $p_c = p_a$ , наз. расчетным.

Кроме расчетного, существуют нерасчетные режимы сверхзвукового истечения: с перерасширением и недорасширением. При режиме с недорасширением,

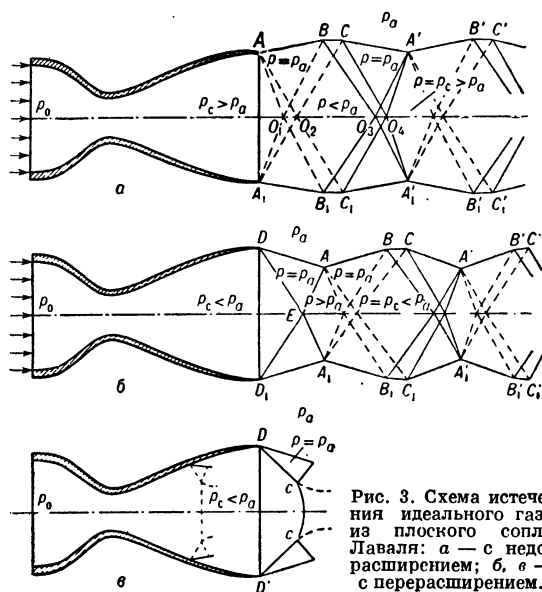


Рис. 3. Схема истечения идеального газа из плоского сопла Лавала: а — с недорасширением; б, в — с перерасширением.

когда в выходном сечении С. (рис. 3, а)  $p_c > p_a$ , вне С. происходит расширение струи, к-рое начинается в точках А и А<sub>1</sub> и распространяется в потоке по волнам разрежения А<sub>1</sub>ВС и АВ<sub>1</sub>С<sub>1</sub>, отходящим от этих точек. После прохождения потоком волн АО<sub>1</sub> и АО<sub>2</sub> давление становится равным давлению окружающей среды  $p_a$ ; за второй группой волн разрежения О<sub>1</sub>В<sub>1</sub>О<sub>2</sub>С происходит перерасширение струи и давление уменьшается до  $p < p_a$ . На границах свободной струи волны разрежения отражаются в виде волн сжатия и струя начинает сужаться. За первыми волнами сжатия (В<sub>1</sub>О<sub>2</sub> и С<sub>1</sub>О<sub>4</sub>) давление становится равным  $p_a$ , а за второй группой волн (О<sub>3</sub>А' и О<sub>4</sub>А') давление вновь будет равно  $p_a$ . Далее весь процесс повторяется.

В случае перерасширения (рис. 3, б) давление в выходном сечении  $p_c$  меньше давления в окружающей среде  $p_a$  и от точек D и D<sub>1</sub> отходят косые скачки уплотнения DE и D<sub>1</sub>E, за к-рыми давление возрастает и становится равным  $p_a$ , а после скачков EA и EA<sub>1</sub> давление  $p$  становится больше  $p_a$ . За сечением AA<sub>1</sub> течение в струе происходит так же,

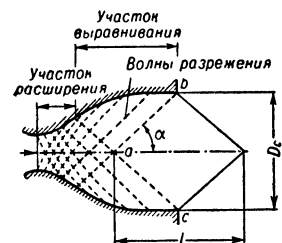


Рис. 4. Схема сопла Лавала с равномерным потоком в выходном сечении.

как и в рассмотренном выше случае недорасширения. Чем меньше  $p_c$ , тем больше угол между скачком уплотнения и направлением потока и тем больше угол, на к-рый поворачивается поток. Наконец, наступает такой режим, при к-ром нужный угол поворота во второй группе скачков не может быть осуществлен и ударная волна принимает мостообразную форму (рис. 3, в). При дальнейшем увеличении отношения  $p_a/p_c$  увеличивается участок прямого скачка  $sc$  и при нек-ром перепаде давлений мостообразный скачок уплотнения перемещается внутрь сопла Лавала, т. е. на меньшие числа  $M$ .

В многих случаях на выходе из сопла Лавала необходимо иметь поток с равномерной скоростью,

напр., в аэродинамич. трубах. При этом течение в нем следует рассматривать как двухмерное и расширяющаяся его часть должна рассчитываться спец. образом. За критич. сечением С. создается участок расширения потока (рис. 4), а после него располагается выравнивающий участок, построение к-рого основано на том, что если волна разрежения встречается со стенкой и направление стенки в точке встречи изменяется так же, как и направление скорости при переходе через эту волну, то волна разрежения не отражается, а гасится. В результате за линиями  $ab$  и  $ac$  получается равномерный и параллельный оси поток. Область равномерного поля скоростей наз. ромбом измерений; его длина  $l = D_c \sqrt{M^2 - 1}$ , где  $D_c$  — диаметр выхода из С. Для исключения влияния вязкости в контур С. вводится поправка на толщину вытеснения пограничного слоя.

Сверхзвуковые сопла Лавала широко применяются в аэродинамических трубах для создания равномерного сверхзвукового потока в рабочей части трубы, в воздушно-реактивном и жидкостно-реактивном двигателях для преобразования части энтальпии, к-рой газ располагает на входе в С., в кинетическую энергию направленного движения газа. Во многих случаях необходимо изменить число  $M$  на выходе из С. Для этого применяются С. с изменяемым отношением  $F_c/F_{кр}$ . Это регулирование осуществляется либо механически, что наиболее просто достигается в плоских С. аэродинамических труб, либо путем аэродинамического регулирования, применяемого обычно в С. реактивных двигателей.

В нек-рых случаях, напр. при высоких температурах в камере ЖРД, процесс расширения в С. отличается от изоэнтальпического (догорание топлива и рекомбинация молекул, отсутствие химического и энергетич. равновесия и др.). Различают два предельных случая расширения, в к-рых химич. реакция протекает или бесконечно медленно (заторможенный процесс) или бесконечно быстро (равновесный процесс); расчетные величины поперечных сечений С. для этих двух случаев существенно отличаются от случая изоэнтальпич. расширения.

СОПРОТИВЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЕ — см. Импеданс акустический.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ — параметр передающей антенны  $R_\Sigma$ , определяющий интенсивность излучения радиоволн при заданном токе, питающем антенну.  $R_\Sigma$  имеет размерность сопротивления и определяется соотношением:  $R_\Sigma = 2P_w/I^2$ , где  $P_w$  — излучаемая мощность и  $I$  — амплитуда тока в точке подключения генератора или антенного фидера. В идеальной антенне (без потерь) С. и — активная составляющая ее входного сопротивления и я. В реальных антеннах активная составляющая входного сопротивления, кроме С. и, содержит пассивное, обусловленное джоулевыми потерями в проводниках антенны. С. и. рассчитывается либо вычислением  $P_w$  (интегрированием вектора Пойнтинга по сфере, окружающей антенну), либо наведенных *экс методом*. Величина  $R_\Sigma$  зависит от формы и размеров антенн, напр. для полувольного вибратора  $R_\Sigma = 73 \text{ ом}$ ; для вибраторов произвольных размеров  $R_\Sigma = 80l^2(l/\lambda)^2$ , где  $l$  — длина, а  $\lambda$  — длина волны излучения (см. Герца вибратор). В сложных многоэлементных антенных системах (см., напр., Радиотелескопы), а также если антенна расположена вблизи проводящих тел (напр., у поверхности Земли)  $R_\Sigma$  состоит из собств. С. и. отдельных элементов и наводимого в них сопротивления, обусловленного токами в др. элементах или телах.

И. В. Абрамов.



**СОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНОЕ** — см. *Магнитное сопротивление*.

**СОПРОТИВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ** — сопротивление, к-рое оказывает проводник движущимся в нем электрич. зарядам. С. э. постоянному току является *активным сопротивлением*. Для переменного тока С. э. (*полное сопротивление*) содержит, кроме активного, *реактивное сопротивление*. См. *Электрическое сопротивление*.

**СОПРЯЖЕНИЕ** (в теории химической связи) принадлежит к числу концепций органич. химии, возникших задолго до понимания электронной сущности химич. явлений; поэтому по традиции к С. относят весьма разнородные факты.

Наиболее существенные черты сопряженных систем проявляются в молекулах, для основного состояния которых можно написать более одной классической валентной схемы (с нерастянутыми связями и без формальных зарядов): например, в молекуле бензола  $C_6H_6$  или в аллильном радикале  $C_3H_5$  ( $CH_2=CH-CH_2$  или  $CH_2-CH=CH_2$ ), в которых связи С—С полностью выравнены.

Такие соединения отличаются рядом особенностей, прежде всего повышенной термодинамической устойчивостью. Для бензола и его производных, т. е. для *ароматических соединений*, это проявляется в большей склонности к реакциям замещения, чем к реакциям присоединения. Для химических связей типа С—Х (где Х соответствует атомам С, Н, Cl, Br и т. д.) при переходе от молекул типа  $CH_3-X$  к молекулам типа  $CH_2=CH-CH_2-X$  энергии связей уменьшаются на 20—25 ккал.

С. приписывают возникновение у олефинов постоянных дипольных моментов с отрицательным концом диполя в области двойной связи. Длины ординарных С—С связей, соседних с кратными, заметно укорочены по сравнению с длиной связи С—С в этане или алмазе (1,54 Å). С увеличением длины сопряженной цепи максимум поглощения в ультрафиолетовой области спектра сдвигается в сторону длинных волн: ионизационные потенциалы молекул уменьшаются.

С. имеет место в таких молекулах, в которых ординарная связь находится между двумя кратными связями или же имеет с одной стороны кратную связь, а с другой — неподеленные  $\pi$ -электроны (один, пару, две пары) или свободную  $\pi$ -орбиту [1].

Если рассматривать две или три ординарные связи одного атома, например  $\begin{matrix} H \\ | \\ N \\ / \end{matrix} > C$  или  $\begin{matrix} H \\ | \\ N \\ \backslash \end{matrix} < C$ , условно

как кратные (квазидвойные  $H_2=C$  или квазитройные  $H_3=C$ ), то концепцию С. можно распространить также и на них — т. н. *сверхсопряжение*.

Различают сверхсопряжение 1-го и 2-го порядка. В 1-м случае ординарная связь находится между квазикратной связью, с одной стороны, и кратной связью или неподеленными  $\pi$ -электронами, или свободной  $\pi$ -орбитой — с другой стороны. Во втором случае ординарная связь находится между двумя квазикратными связями.

С квантовомеханической точки зрения, сопряженные связи — это такие химические связи, которые уже в первом приближении нельзя рассматривать как локализованные и двухцентровые.

Первоначальная квантовохимическая трактовка объясняла все проявления С. такой делокализацией  $\pi$ -электронов, в результате которой формально ординарные связи в действительности имеют повышенную кратность за счет уменьшения кратности соседней, формально двойной (или тройной) связи. Так, укорочение связи С—С в пропилене  $C_3H_6$  и наличие у него постоянного дипольного момента объяснялись

наложением состояний  $H_3C-CH=CH_2$  и  $\overset{+}{H}C\overset{-}{H}_2=CH-$  —  $CH_2$ .

Объяснение С. делокализацией  $\pi$ -электронов соответствует духу описания химических связей посредством делокализованных молекулярных орбит (см. *Молекулярных орбит метод*). Однако это еще не означает, что правильны конкретные выводы, полученные при рассмотрении сопряженных систем в рамках валентных схем.

При классификации различных видов С. молекулы всегда изображают с помощью валентных схем, в простейшем случае как систему ординарных и двойных связей, например  $CH_2=CH-CH=CH_2$  (бутадиен). Однако обычное изображение связей валентными штрихами может быть применено только для насыщенных соединений, в которых  $\pi$ -связи отсутствуют [2], в то же время С. проявляется именно в ненасыщенных соединениях, в которых имеются кратные связи.

Валентные штрихи, кроме того, слишком грубы даже для качественного описания химических связей. Так, изображение ординарной связи С—С в этане  $H_3C-CH_3$ , пропилене  $H_3C-CH=CH_2$  и метилацетилене  $H_3C-C\equiv CH$  одинаково. Однако условия образования этих связей (состояние *гибридизации атомных орбит*) и, следовательно, их свойства должны отличаться друг от друга.

Сравнение свойств химических связей в различных молекулах следует проводить не с единственным эталоном — ординарной связью С—С в молекуле этана (гибридизация  $sp^3-sp^3$ ), а для шести возможных типов гибридизации:  $sp^3-sp^3$ ,  $sp^3-sp^2$ ,  $sp^3-sp$ ,  $sp^2-sp^2$ ,  $sp^2-sp$  и  $sp-sp$ . Каждая из этих связей [3, 4] характеризуется своей длиной (1,54; 1,51; 1,46; 1,48; 1,43 и 1,38 Å), энергией (84,56; 89,59; 100,74; 94,99; 105,82 и 119,75 ккал/моль при 0° К), дипольным моментом (отличные от нуля значения дипольных моментов: 0,6 D для связи  $C_{sp^3}^+-C_{sp^2}^-$ , 1,48 D для связи  $C_{sp^3}^+-C_{sp}^-$  и 1,45 D для связи  $C_{sp^2}^+-C_{sp}^-$ ) и др. Свойства связи С—Н в различных молекулах также зависят от состояния гибридизации орбит атома С.

При учете состояния гибридизации некоторые свойства тех сопряженных молекул, для основного состояния которых можно написать только одну классическую валентную схему, могут быть удовлетворительно переданы как аддитивные функции указанных типов связей без учета делокализации  $\pi$ -электронов. Но аддитивные схемы оказываются непригодными в тех случаях, когда может быть написано более одной валентной схемы (циклические полиеновые радикалы и ионы и т. д.): делокализация  $\pi$ -электронов играет здесь существенную роль, хотя и менее значительную, чем без учета состояния гибридизации.

Следует подчеркнуть, что гибридизация атомных орбит — способ приближенного описания участия валентных орбит одного атома в образовании локализованных молекулярных орбит. Степень удовлетворительности такого описания зависит от того, насколько сильно в действительности взаимодействуют локализованные орбиты, однако провести ясную границу не представляется возможным. Картина локализованных связей может оказаться удовлетворительной при рассмотрении свойств молекул, зависящих от результирующего поведения всех ее электронов (длины связей, их энергии и дипольные моменты и т. п.). Для свойств же, существенно связанных с состояниями отдельных электронов (потенциалы ионизации, электронные спектры и т. п.), картина локализованных связей может оказаться непригодной с самого начала (даже в насыщенных органич. соединениях).

Указанные концепции не противоречат, а скорее дополняют друг друга: и делокализация, и гибриди-

зация — это разделение суммарного эффекта С. В рамках метода молекулярных орбит при рассмотрении движения всех электронов в поле всех ядер уже нет необходимости прибегать для описания распределения электронной плотности ни к символике валентных штрихов, ни к представлениям о С. двухцентровых связей, изображаемых этими штрихами, ни к концепции гибридизации атомных орбит, образующих эти связи.

Лит.: 1) «Tetrahedron», 1959, v. 5, № 2—3, p. 253; 1959, v. 6, № 1, p. 69; 2) «Proc. Roy. Soc. A», 1949, v. 198, № 1, p. 1; 1950, v. 202, № 1, p. 166; 3) «Tetrahedron», 1959, v. 5, № 2/3, p. 166; 1960, v. 11, № 1/2, p. 96; v. 17, № 3/4; 4) Dewar M. J. S., Hyperconjugation, N. Y., 1962.

**СОПРЯЖЕННЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ.** Ур-нием, сопряженным с дифференциальным ур-нием

$$L(y) \equiv \sum_{k=0}^n A_k(x) \frac{d^{n-k}y}{dx^{n-k}} = 0,$$

наз. ур-ние

$$M(z) \equiv \sum_{k=0}^n (-1)^{n-k} \frac{d^{n-k}(A_k z)}{dx^{n-k}} = 0.$$

Соотношение сопряженности взаимно. Для С. д. у. имеет место тождество

$$zL(y) - yM(z) \equiv \frac{d}{dx} [\psi(y, z)],$$

где  $\psi(y, z)$  — билинейная форма относительно  $y, z$  и их производных до  $(n - 1)$ -го порядка включительно. Знание  $k$  интегралов сопряженного ур-ния позволяет понизить на  $k$  единиц порядок данного ур-ния. Понятие сопряженности обобщается на системы дифференциальных ур-ний, ур-ния с частными производными и дифференциальные операторы.

**СОПРЯЖЕННЫЕ ОПЕРАТОРЫ** — см. *Оператор*. **СОПРЯЖЕННЫЕ ТОЧКИ** (в оптике) — две точки, к-рые по отношению к оптич. системе являются: одна — объектом, вторая — его изображением; при этом вследствие обратимости световых лучей объект и изображение могут взаимно меняться местами. Понятие «С. т.» вполне строго применимо только к идеальным оптич. системам (см. *Геометрическая оптика*), для к-рых каждой точке пространства предметов соответствует одна и только одна точка пространства изображений.

**СОРБЦИОННО-ИОННЫЙ НАСОС** (геттерно-ионный насос) — высоковакуумный насос, сочетающий сорбцию газов (см. *Сорбционный насос*) с ионной откачкой газов, не взаимодействующих с поглотителем (см. *Ионный насос*). Поглотителем в С.-и. н. обычно служит Тi (известны также С.-и. н. с Ва и Zr). С.-и. н. делятся на *магнитные электроразрядные насосы* и *испарительные насосы*, где производится термич. испарение. Не поглощенные Тi газы (гл. обр. инертные) ионизируются при соударении с электронами, эмитированными накаленным катодом (рис. 1). Положительные ионы, ускоренные электрич. полем между анодной сеткой 2 и корпусом насоса 1, внедряются в покрываю-

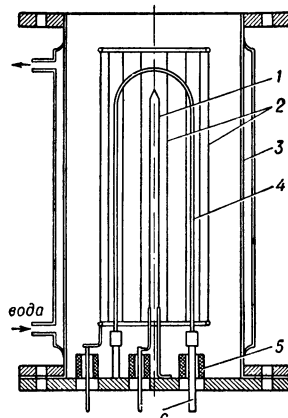


Рис. 1. Испарительный сорбционный насос: 1 — катод, эмитирующий электроны, 2 — анодная сетка, 3 — корпус, 4 — титановый испаритель, 5 — изолятор, 6 — нагреватель испарителя.

щей стенки насоса слой конденсированного Тi и «замуровываются» свежими слоями Тi. Возможны также бессточные устройства, напр., магнетронного типа. Испарение Тi производится нагревом твердого Тi до темп-ры, несколько меньшей  $T_{пл}$  (пропусканием тока, излучением вольфрамовой спирали или электронной бомбардировкой). В крупных С.-и. н. Тi испаряется из жидкой капли, нагреваемой электронной бомбардировкой (рис. 2).

Для запуска С.-и. н. требуется предварт. вакуум  $10^{-2}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. ( $10^{-4}$  мм рт. ст. для С.-и. н. с нагревом Тi электронной бомбардировкой). Во время

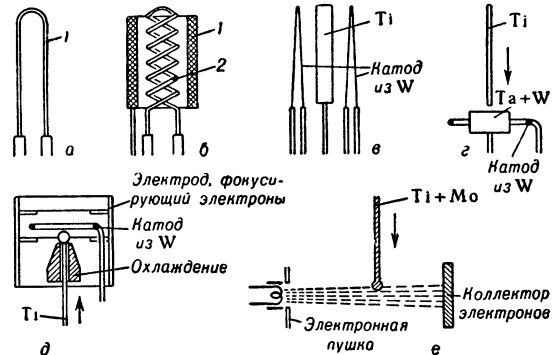


Рис. 2. Испарители Тi; а — прямонакальный испаритель, 1 — шпилька из сплава Тi и Мо; б — с радиационным нагревом, 1 — трубка из Тi, 2 — накаленная вольфрамовая спираль; в, г, д, е — с нагревом электронной бомбардировкой.

предварт. откачки производятся прогрев и обезгаживание С.-и. н. (вспомогат. насос не должен загрязнять С.-и. н. парами масел и др. органич. соединениями, ухудшающими вакуумные характеристики С.-и. н.). После запуска С.-и. н. линия предварт. откачки может быть перекрыта и весь выделяющийся из откачиваемого объема газ поглощается внутри насоса.

С.-и. н. с комнатной темп-рой поверхности конденсации дает предельное разрежение  $P_{пр} \sim 10^{-9}$ — $10^{-10}$  мм рт. ст. Величина  $P_{пр}$  ограничена синтезом углеводородов, гл. обр.  $CН_4$ . Охлаждение до темп-ры 160—180° С прекращает синтез углеводородов, а также уменьшает давление водорода, растворенного в Тi, что позволяет получить  $P_{пр} \sim 10^{-12}$ — $10^{-13}$  мм рт. ст.

В рабочем диапазоне давлений ( $< 10^{-6}$  мм рт. ст.) в С.-и. н. поддерживается избыток Тi, т. е. испаряется неск. атомов Тi на молекулу откачиваемого газа. При этом быстрота откачки насоса почти не зависит от давления и пропорциональна площади поверхности, запыляемой Тi. При давлении  $> 10^{-6}$ — $10^{-5}$  мм рт. ст. скорость испарения Тi недостаточна для обеспечения его избытка на поверхности поглощения и быстрота откачки насоса резко падает с увеличением давления (рис. 3). Скорость испарения Тi в нек-рых С.-и. н. регулируется в зависимости от давления откачиваемого газа, с тем, чтобы поддерживать определенный избыток Тi и в то же время избежать напрасного его расхода.

Полное количество откачиваемого газа ограничено запасом Тi. При слишком большом количестве распыленного Тi титановые пленки отслаиваются от поверхности конденсации, что ухудшает вакуумные характеристики насоса. Поэтому

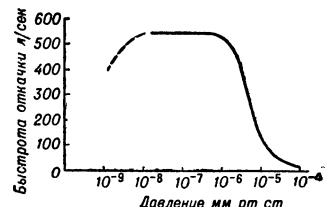


Рис. 3. Зависимость быстроты откачки от давления.

С.-и. н. применяются обычно для получения *сверхвысокого вакуума* (скорость испарения Ti может быть весьма мала, а срок работы С.-и. н. велик).

В испарительном С.-и. н. легко получают высокую быстроту откачки ( $10^5$ — $10^6$  л/сек, рис. 3) в сверхвысоковакуумном диапазоне увеличением рабочей поверхности. Испарительные С.-и. н. меньше по весу и размерам, чем магнитные электроразрядные с той же быстротой откачки, но уступают последним в надежности работы и сроке службы.

Благодаря отсутствию в С.-и. н. рабочей жидкости при его применении отпадает надобность в ловушках и тем самым рационально используется быстрота откачки насоса.

Лит.: 1) Негб Р. Г., в кн.: Proceedings of the First International congress on vacuum techniques, L., 1960, p. 45; 2) Демина Т. И., «Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1», 1961, № 1, с. 33; 3) Мишкин А. Г., «Электроника», 1958, № 12, с. 62; 4) Huber H., Warnercke M., в кн.: Proceedings of the First International congress on vacuum techniques, L., 1960, p. 456; 5) Бубнов В. Н., Серова Л. В., «Вопросы радиоэлектроники. Сер. 4», 1961, № 8, с. 3; 6) Holland L., J. Scient. Instrum., 1959, v. 36, № 3, p. 105; 7) Holland L., Laugensen L., «Brit. J. Appl. Phys.», 1960, v. 11, № 9, p. 401; 8) Cloud R. W., Вакман Л., Трумп J. G., «Rev. Scient. Instrum.», 1957, v. 28, № 11, p. 889. М. И. Виноградов.

**СОРБЦИОННЫЙ НАСОС** — вакуумный насос, основанный на поглощении газов (*сорбция*) активными газопоглотителями (Ti, Zr, Ва, Мо и т. д.), непрерывно напыляемыми на стенки насоса при комнатной температуре или на спец. конденсаторы, охлаждаемые жидким азотом, водородом и т. п. Образующиеся пленки поглощают большинство газов, присутствующих в вакуумных системах:  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  и пары  $H_2O$ . Связывание газов при комнатных температурах осуществляется за счет образования химич. соединений, *хемосорбции* и растворения (*абсорбция*, гл. обр. для водорода). При очень низких температурах ( $\leq -196^\circ C$ ) существенна физ. адсорбция газов на напыленных металлич. пленках.

При комнатных температурах инертные газы и углеводороды напыленными пленками металлов практически не поглощаются, их удаляют ионной откачкой (см. Сорбционно-ионный насос) или вспомогательными пароструйными насосами. Но и в этом случае полностью освободиться от углеводородов не удается, т. к. они (напр.,  $CH_4$ ) синтезируются на поверхности пленок, играющих роль катализатора. При температурах  $\leq -196^\circ C$  инертные газы и углеводороды адсорбируются металлич. пленками (см. Адсорбция). Синтез прекращается.

Наиболее распространены С. н. с Ва (рис. 1) и Ti. Последние требуют для запуска давлений  $10^{-2}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. и в сочетании с пароструйными насосами служат для получения *сверхвысокого вакуума*. С. н. с охлаждением титановых пленок до температуры  $\leq -196^\circ C$

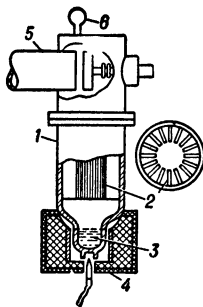


Рис. 1. Сорбционный бариевый высоковакуумный насос: 1 — корпус; 2 — пластины для конденсации Ва; 3 — испаритель Ва; 4 — электронагреватель; 5 — трубопровод к пароструйному насосу; 6 — ионизационный манометр.

дают предельный вакуум  $P_{пр} \leq 10^{-12}$ — $10^{-13}$  мм рт. ст. Существуют С. н. с быстротой откачки  $\sim 10^5$ — $10^6$  л/сек. Распыление газопоглотителей осуществляется испарением при нагреве.

С. н. с пористыми сорбентами (*цеолиты*, *силикагель*, активированный уголь и др., рис. 2) работают обычно при охлаждении жидким азотом или воздухом и применяются гл. обр. как самостоятельные и форвакуумные насосы для откачки систем от атмосферного давле-

ния до  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст. (см. Адсорбционный насос, Криогенные методы откачки). При предварит. откачке пароструйными или механич. насосами эти С. н. позволяют получить давления  $\sim 10^{-6}$ — $10^{-9}$  мм рт. ст.

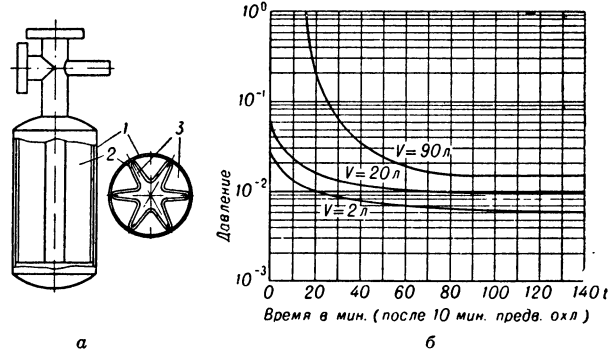


Рис. 2. а — сорбционный форвакуумный насос с пеолитом: 1 — корпус, 2 — медные теплопроводящие ребра, 3 — пеолит; б — кривые откачки объемов от 2 до 90 л газа от атмосферного давления (давление в мм рт. ст.).

Сочетание С. н. с охлажденными до низких температур металлич. пленками и С. н. с пористыми сорбентами обеспечивает полное отсутствие органич. соединений.

Лит.: 1) Яккель Р., Получение и измерение вакуума, пер. с нем., М., 1952; 2) Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 3) «ПТЭ», 1961, № 4, с. 71; 4) «Rev. Scient. Instrum.», 1954, v. 25, № 12, p. 1193; 5) «Rev. Scient. Instrum.», 1957, v. 28, № 11, p. 889; 6) «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 2, p. 401; 7) National symposium on vacuum technology, Washington, 1961, v. 1, Oxf. — Ia. o.J., 1962, p. 345, 357. Е. Н. Мартинсон.

**СОРБЦИЯ** — физико-химич. процесс, в результате которого происходит поглощение к.-л. телом газов, паров или растворенных веществ из окружающей среды. С. включает как *адсорбцию* — поглощение вещества на поверхности раздела фаз, так и *абсорбцию* — поглощение вещества всем объемом поглотителя. Эти процессы иногда сопровождаются *капиллярной конденсацией* или химич. взаимодействием — *хемосорбцией*.

В биологии С. лежит в основе многих процессов, протекающих в живых организмах, таких, как поглощение газов кровью, поглощение различных веществ клетками и тканями из омывающих их жидкостей и др.

**СОСТАВНОЕ ЯДРО.** Модель составного (промежуточного) ядра применяется для описания ядерных реакций на сложных ядрах (Н. Бор, 1936 г.). Предполагается, что налетающая частица как бы запутывается в ядре-мишени, а ее энергия распределяется между многими нуклонами, так что средняя энергия возбуждения каждого из них оказывается меньше энергии связи. Такая система живет относительно долго, что позволяет говорить о нек-ром промежуточном квазиравновесном состоянии системы — С. я. Распад С. я. относительно слабо зависит от механизма его образования.

Когда конечные продукты реакции сильно отличаются от налетающей частицы (пример такой реакции — деление ядер), механизм С. я. является основным. В противном случае может быть значительным вклад прямых процессов (см. Прямые ядерные реакции). Описание ядерной реакции при помощи С. я. целесообразно, когда время жизни С. я.  $\tau$  для распада данного типа велико по сравнению с характерным для прямых процессов времени  $t_0 = R/v \sim 10^{-22}$  сек, где  $R$  — радиус ядра,  $v$  — скорость частицы. Основной процесс распада С. я. — испускание (испарение) нейтронов. Для этого процесса  $\tau/t_0 \approx \exp(B/T)$ , где  $B$  — энергия связи нейтрона, а  $T$  — температура С. я. (см. Статистическая модель ядра).

Если вылет нейтронов по к.-л. причинам затруднен (напр., вблизи порога вылета нейтронов), время жизни  $S. \gamma$  определяется вероятностью радиационных переходов и достигает очень больших в ядерном масштабе величин,  $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$  сек. Ширина уровней  $S. \gamma = \hbar/\tau$  при этом меньше расстояния между уровнями, а сечение обнаруживает характерные «резонансы». Это явление описывается резонансной теорией ядерных реакций (см. *Брейта—Вигнера формула*). При большей энергии,  $\sim 10$  Мэв для средних и тяжелых ядер, ширина уровней  $S. \gamma$  и их густота резко увеличиваются, а сечение реакции становится гладкой ф-цией энергии (здесь используют приближение «черного» ядра), причем ядерная реакция приобретает характерные классич. черты (напр., можно говорить о вращениях  $S. \gamma$ ). В этой области энергий успешно применяется статистич. модель  $S. \gamma$ . Если ядерная реакция идет через малое число каналов, проявляется интерференция состояний  $S. \gamma$ . В этих случаях, несмотря на густоту уровней  $S. \gamma$  и их значит. ширину, возникают характерные флуктуации сечения реакции в зависимости от энергии. Они могут быть обнаружены, если пучок частиц достаточно монохроматичен ( $\Delta E < \hbar/\tau$ ).

С точки зрения стационарной теории рассеяния, процессы, идущие через  $S. \gamma$ , характеризуются большим сдвигом фазы, к-рый соответствует повороту  $S. \gamma$  на угол порядка  $\omega t$ , где  $\omega$  — угловая скорость вращения. Если  $\omega t$  велико, наблюдается характерное для процессов, идущих через  $S. \gamma$ , симметричное относительно  $90^\circ$  угловое распределение (в системе центра инерции) продуктов распада  $S. \gamma$  по отношению к направлению падающего пучка, к-рое в пределе приближается к  $\sin^{-1} \theta$ . В противном случае наблюдается большая или меньшая асимметрия относительно  $90^\circ$ . Обычно большая интенсивность наблюдается для углов  $\theta < 90^\circ$ .

Лит.: 1) Бете Г., Физика ядра, пер. с англ., ч. 2, М.—Л., 1948; 2) Строение ядра. Сборник обзор. докл., пер. с англ., М., 1962; 3) Брейт Г., Теория резонансных ядерных реакций, пер. с англ., М., 1961. В. М. Струтинский.

**СОСТОЯНИЯ ДИАГРАММА** (диаграмма равновесия, фазовая диаграмма) — геометрич. изображение равновесных состояний вещества (1-компонентного или многокомпонентного) при разных значениях параметров, определяющих эти состояния, — темп-ры  $T$ , давления  $p$  и концентрации  $x$ . С. д. дает информацию о характере фаз и фазовом составе вещества в зависимости от  $T$ ,  $p$  и  $x$ , а в ряде случаев от др. параметров: объема  $V$ , напряженностей электр.  $E$  и магнитного  $H$  полей и др. Если число этих независимых переменных параметров равно  $n$ , напр.  $T$ ,  $p$  и  $(n-2)$  концентрации ( $n-1$ )-компонентного вещества, то С. д. дается в  $n$ -мерном пространстве. Точка такого пространства, характеризующая состояние вещества при заданных параметрах — координатах этой точки, наз.  $\phi$  и  $\gamma$  у р а т и в н о й. Компонентом наз. составная часть системы, количество к-рой не зависит от количества др. частей. Компонентами систем, для к-рых строятся С. д., могут быть элементы, хим. соединения, металлич. и полупроводниковые соединения и др.

Равновесные состояния могут быть 1-фазными, 2-фазными и многофазными. К фазам, кроме газообразного, жидкого и различных модификаций кристаллич. состояния, относятся сверхпроводящее (см. *Сверхпроводимость*), сегнетоэлектрическое (см. *Сегнетоэлектрики*), различные магнитные состояния (см. *Магнитная структура атомная*) и др. Как отдельные фазы следует рассматривать жидкие кристаллы, сверхтекучее состояние гелия (см. *Сверхтекучесть*), плазму.

С. д. 1-компонентного вещества а чаще всего строится в координатах  $T$ ,  $p$  (рис. 1). 1-фазные

равновесные состояния характеризуются частями плоскости, 2-фазные равновесия — кривыми, 3-фазные — точкой. Точка  $A$ , соответствующая равновесию твердой, жидкой и газообразной фаз, наз. *тройной точкой*.

Равновесие в точке  $A$  является невариантным, так как изменение одного параметра нарушает его.

Если вещество может существовать в различных модификациях (см. *Аллотропия*, *Полиморфизм*), то на  $p$ — $T$ -диаграмме могут быть и другие тройные точки (см., напр., *Лед*). Кривая

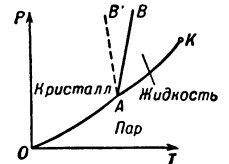


Рис. 1.  $p$ — $T$ -диаграмма состояния 1-компонентных систем:  $OA$  — кривая сублимации (возгонки),  $AK$  — кипения,  $AB$  и  $AV'$  — плавления (1-я для  $dT_{пл}/dp > 0$ , 2-я для  $dT_{пл}/dp < 0$ );  $A$  — тройная точка;  $K$  — критич. точка.

равновесия жидкость — пар ( $AK$  на рис. 1) заканчивается критической точкой  $K$  (см. *Критическое состояние*). Кривая плавления  $AB$  не имеет критической точки, наклон кривой определяется знаком производной ( $dT_{пл}/dp$ ). У веществ, объем которых при плавлении уменьшается (вода,  $Bi$  и др.),  $T_{пл}$  падает с повышением  $p$  (кривая  $AV'$ ). Максимальное количество фаз в равновесии определяется правилом фаз Гиббса (см. *Фаз правило*).

С. д. 2-компонентной системы при переменных  $p$  и  $T$  трехмерна: она строится в координатах  $T$ ,  $p$  и  $x$ . Концентрация  $x$  выражается в весовых или молярных долях одного из компонентов (или в %). Ось  $x$  поэтому ограничена и простирается от нуля до единицы (или до 100%), и С. д. заключена между плоскостями  $p$ — $T$  обоих компонентов. Наиболее изучены сечения этих трехмерных С. д. плоскостью  $p = 1$  атм. Именно эти сечения часто и наз. С. д. двойных систем.

На рис. 2 приведены простейшие типы кривых равновесия фаз в двойных системах при  $p = const$ . Такие типы С. д. встречаются в областях равновесия кристалл — пар (диаграмма сублимации), жидкость — пар (диаграмма кипения), жидкость — кристалл (диаграмма плавкости), а также равновесия фаз, связанных с полиморфными превращениями в твердом состоянии. Для определенности будем описывать диаграммы рис. 2 как диаграммы плавкости.

На рис. 2,  $a$  изображена С. д. системы, образующей непрерывный ряд жидких и твердых растворов. Подобную С. д. имеют, напр.,  $Cu$ — $Ni$  и  $AgCl$ — $NaCl$  в области плавления,  $Hf$ — $Zr$  как в области плавления, так и в твердом состоянии, и большинство веществ в области кипения. Между линиями  $ALB$  (*ликвидус*) и  $ASB$  (*солидус*) заключена двухфазная область равновесия жидкой и твердой фаз. Выше ликвидуса устойчив жидкий раствор, ниже солидуса — твердый раствор. Фигуративная точка жидкости состава  $x_0$  при понижении  $T$  движется «вниз» по области равновесного существования расплава до встречи с ликвидусом. При дальнейшем охлаждении начинает выделяться твердая фаза  $\alpha$ , состав к-рой определяется фигуративной точкой на солидусе, соответствующей этой же температуре, а фигуративная точка жидкости перемещается вдоль ликвидуса. При равновесной кристаллизации состав твердого раствора непрерывно меняется, обогащаясь по мере охлаждения тем компонентом, к-рый снижает  $T_{пл}$  сплава. К концу кристаллизации твердый раствор имеет состав, равный составу исходной жидкости. При дальнейшем охлаждении могут происходить фазовые превращения в твердом состоянии, напр. распад *твердого раствора* (на фазы  $\alpha$  и  $\alpha_1$ , кривая  $OKN$  на рис. 2, напр.  $Au$ — $Pt$ ).

Кривая расслоения наблюдается и в жидком состоянии (см. *Жидкие смеси*).

С. д. позволяет определить количественное соотношение сосуществующих фаз и их концентрации. Отрезок прямой, параллельной оси  $x$ , заключенный между точками ее пересечения с границами равновесия фаз в двухфазной области, наз. конодой. Конода соединяет фигуративные точки фаз, находя-

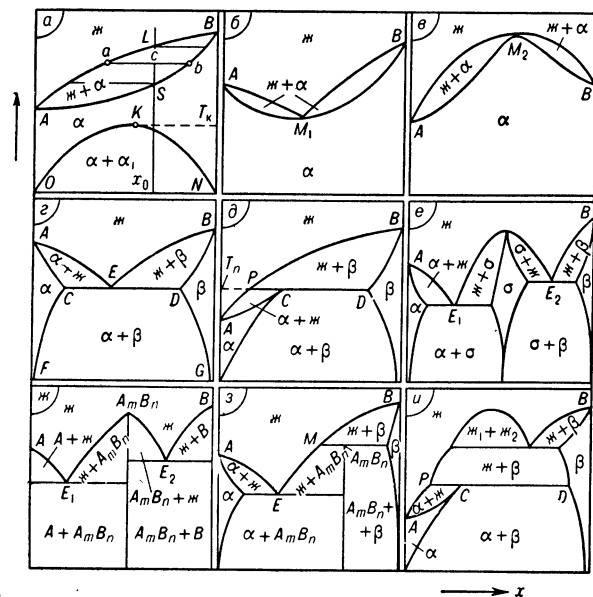


Рис. 2. Простейшие типы  $T-x$ -диаграмм состояния 2-компонентных систем:  $A$  и  $B$  — точки плавления чистых компонентов; жс — жидкая фаза;  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\sigma$  — твердые фазы;  $A_m B_n$  — хим. соединение компонентов;  $E_1$ ,  $E_2$  — эвтектич. точки;  $C$ ,  $D$  — тройные точки;  $P$  — перитетич. точка;  $\alpha + \beta$ , жс +  $\alpha$ , жс +  $\beta$  и т. д. — 2-фазные области сосуществования соответствующих фаз.

щихся в равновесии при данной  $T$  ( $ab$  на рис. 2,  $a$ ). Все точки коноды соответствуют смеси двух фаз. Количественное соотношение фаз определяется правилом «рычага»: весовые (объемные или молярные) количества фаз, находящихся в равновесии при данной  $T$ , обратно пропорциональны отрезкам коноды от точки, соответствующей составу вещества, до границ равновесия с каждой фазой (на рис. 2,  $a$  количества жидкой и твердой фаз для точки  $c$  относятся при тем-ре  $T$ , как  $cb$  к  $ac$ ). Правило «рычага» вытекает из условия постоянства количества вещества при фазовых превращениях.

С. д. на рис. 2,  $b$  и  $c$  соответствуют непрерывному ряду твердых растворов с точками равных концентраций с минимумом  $M_1$  (рис. 2,  $b$ ) и максимумом  $M_2$  (рис. 2,  $c$ ). С. д. с минимумом имеют, напр.,  $Cr-Fe$  и  $LiCl-NaCl$  в области плавления,  $Ti-Zr$  как в области плавления, так и в твердом состоянии и вода — этиловый спирт в области кипения. С. д. с максимумом встречаются реже; к ним относятся, напр., С. д. систем  $Na_2SO_4-CaSO_4$ , стеарин — пальмитин в области плавления и  $H_2O-HNO_3$  в области кипения. В точках минимума и максимума ликвидус и солидус касаются друг друга, составы обеих фаз в этих точках равны. Жидкие растворы, к-рые при кипении имеют тот же состав, что и пар (точка равных концентраций на С. д. кипения), называются азеотропными (см. *Азеотропные смеси*).

С. д. на рис. 2,  $g$  соответствует системе из двух компонентов, смешивающихся во всех отношениях в жидком состоянии, но с огранич. растворимостью в твердом (эвтектического типа, напр.  $Ag-Cu$

и  $NaNO_3-KNO_3$ ). Область выше  $AEB$  — 1-фазный жидкий раствор, области  $\alpha$  и  $\beta$  — твердые растворы компонента  $B$  в  $A$  и  $A$  в  $B$ . Области  $AEC$  и  $BED$  отвечают равновесию жидкой и твердой фаз: жидкости и  $\alpha$ -твердого раствора или жидкости и  $\beta$ -твердого раствора. Область  $FCDG$  — смеси двух твердых растворов:  $\alpha$  и  $\beta$ . Точка  $E$ , в к-рой в равновесии находятся 3 фазы: жидкая и 2 твердые ( $\alpha$  и  $\beta$ ) — называются эвтектической (см. *Эвтектика*). Сплав эвтектического состава  $x_e$  кристаллизуется при определенной эвтектической температуре  $T_e$ , образуя механическую смесь из кристаллов  $\alpha$  и  $\beta$ . При кристаллизации жидкости неэвтектического состава сначала выпадают кристаллы твердого раствора  $\alpha$  (при  $x < x_e$ ) или  $\beta$  (при  $x > x_e$ ); оставшаяся жидкость эвтектического состава кристаллизуется при  $T_e$ .

Аналогичная С. д. может наблюдаться и в области равновесия между твердыми фазами — т. н. эвтектическая С. д. (напр.,  $Fe-C$ ).

На рис. 2,  $d$  представлена С. д. системы (напр.,  $Ag-Pt$ ) с полной смешиваемостью в жидкой фазе и ограниченной растворимостью в твердой фазе перитетического типа (см. *Перитетика*). При перитетической температуре  $T_p$  в равновесии находятся 3 фазы: жидкая и 2 твердые фазы с составами, соответствующими точкам  $P$  (ж),  $C$  ( $\alpha$ ) и  $D$  ( $\beta$ ). При охлаждении расплава, состав к-рого находится в интервале  $CD$ , выделяется твердый раствор  $\beta$ ; ниже  $T_p$  оставшаяся жидкость состава точки  $P$  и твердый раствор  $\beta$  обмениваются компонентами т. о., что образуется твердый раствор  $\alpha$ . Полностью закристаллизовавшееся вещество состоит из кристаллов твердого раствора  $\beta$ , окруженного твердым раствором  $\alpha$ .

На рис. 2,  $e$  и  $ж$  изображены С. д. систем, компоненты к-рых  $A$  и  $B$  образуют химическое соединение — д а л ь т о н и д. Если оно диссоциирует при плавлении, то ликвидус в точке плавления соединения имеет плавный максимум, а касательная к ликвидусу в этой точке горизонтальна (рис. 2,  $e$ ). Если же химическое соединение не диссоциирует при плавлении, то ветви ликвидуса для  $x$ , соответствующей составу соединения  $A_m B_n$  пересекаются в *сингулярной точке* (рис. 2,  $ж$ ); касательные к обеим ветвям ликвидуса в сингулярной точке пересекаются под углом. Химическое соединение при этом нужно рассматривать как отдельный компонент, образующий 2 самостоятельные С. д. с компонентами  $A$  и  $B$ . С. д. типа рис. 2,  $e$  имеют системы  $Sn-Mg$  и  $KCl-CaCl_2$  типа рис. 2,  $ж$  —  $Mn-P$ . На С. д. систем, компоненты к-рых образуют соединения переменного состава — б е р т о л л и д ы, последнее, как правило, не соответствует максимуму на кривых равновесия, а если он и есть, то не отвечают стехиометрическому составу, не являются сингулярными точками и меняют свое положение с изменением давления.

Возможны случаи (напр., система  $K-Na$ ), когда химическое соединение при плавлении распадается на жидкую и твердую фазы, состав к-рых отличается от состава соединения. На С. д. такой системы имеется т. н. скрытый максимум  $M$  (рис. 2,  $з$ ), а плавление такого соединения называется и н к о н г р у э н т н ы м (см. *Иконгруэнтная фаза*), в отличие от случаев к о н г р у э н т н о г о плавления, при к-ром состав твердой фазы совпадает с составом жидкости (точки минимума и максимума на рис. 2,  $b$ ,  $в$ ,  $e$  и  $ж$ ) (см. также *Конгруэнтная фаза*).

С. д., представленная на рис. 2,  $и$ , получается у систем, образующих расслаивающийся жидкий раствор и имеющих ограниченную растворимость в твердом состоянии (напр.,  $Cu-Pb$ ).

На практике, кроме С. д., приведенных на рис. 2, встречаются (особенно часто у металлич. систем) слож-

ные С. д., представляющие собой комбинации С. д. простейших типов.

С. д. в областях кипения, плавления и фазовых переходов в твердом состоянии имеют свою специфику. При превращении жидкость — пар возможен непрерывный переход через критич. точку

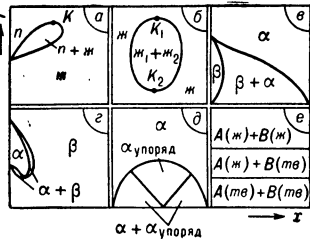


Рис. 3. Особые случаи  $T-x$ -диаграмм состояний 2-компонентных систем: а — равновесие жидкость ж — пар  $n$ ; б — расслоение жидкой системы на 2 жидкие фазы  $ж_1 + ж_2$ ; в и г — равновесие твердых фаз, в к-рых компоненты испытывают полиморфные превращения; д — переход твердой неупорядоченной фазы  $\alpha$  в упорядоченное состояние; е — идеальная несмешиваемость компонентов.

Рис. 4.  $T-p-x$ -диаграмма 2-компонентной системы. Показан переход от  $T-x$ -диаграммы типа рис. 2, а (для давлений  $p_1$  и  $p_2$ ) к диаграммам с точкой минимума (для  $p_3$  и  $p_4$ , рис. 2, б) и эвтектич. типа (для  $p_5$  и  $p_6$ , рис. 2, г).

С. д. кипения типа рис. 2, и обычно не имеет места. В жидкой фазе наблюдаются С. д. (напр., никотин — вода) с областью расслоения в форме овала с верхней  $K_1$  и нижней  $K_2$  критич. точками (рис. 3, б; см. также Жидкие смеси).

Типы С. д. в области твердого состояния наиболее многообразны. На рис. 3, в приведена С. д. системы, в к-рой один из компонентов имеет полиморфное превращение, а другой — нет (пример: Fe—Ni). С. д. системы, в к-рой один из компонентов имеет 2 аллотропных превращения, причем образуется замкнутая область одной из фаз, изображена на рис. 3, г (пример: Fe—Cr). Еще сложнее С. д. при наличии нескольких полиморфных превращений у одного или обоих компонентов; С. д. систем, в к-рых образуются металлические соединения, упорядоченные фазы, электронные соединения, фазы Лавеса и т. д. (см. Металлические соединения).

На С. д. наносят также линии фазовых переходов второго рода (границы упорядоченных фаз — линий точек Курнакова, линии ферромагнитных и сегнетоэлектрических точек Кюри и др.), хотя они не являются линиями равновесия фаз и с их наличием не связана двухфазность, за исключением случаев, когда эти линии переходят в линии фазовых переходов первого рода (см. рис. 3, д, на к-ром  $\alpha$  — неупорядоченный,  $\alpha_{\text{упоряд}}$  — упорядоченный твердые растворы).

Встречаются системы (напр., Fe—Pb, рис. 3, е), компоненты к-рых практически не смешиваются ни в жидком, ни в твердом состояниях. Строго говоря, взаимная растворимость, пусть и ничтожная, всегда должна быть и в жидкой, и в твердой фазах. Лишь при абсолютном нуле, при к-ром, согласно Нернста теореме, энтропия равна нулю, растворы должны либо полностью распастись на чистые компоненты, либо образовывать соединения.

При переменном  $p$  может меняться не только положение границ фазового равновесия на С. д., но и тип С. д. Так, С. д. типа рис. 2, а может последовательно переходить по мере повышения  $p$  в С. д. типа рис. 2, б и г или рис. 2, б и д [21]. Изменение типа  $T-x$  — сечения С. д. в зависимости от  $p$  определяется изменением  $V$  при смешении компонентов и при их фазовых превращениях. Возможность изменений типа С. д. под действием давления показывает, что между различными С. д. нет резких границ, что они взаимосвязаны. Если построить трехмерную С. д. двойной системы в координатах  $T, p, x$ , то сечения ее плоскостями различных  $p$  могут дать разнообразные типы двухмерных  $T-x$ -диаграмм (рис. 4). Под действием высоких  $p$  (см. Давления высокие) в системе могут появляться новые фазы.

На рис. 5 приведен пример сечения  $T-p-x$ -С. д. плоскостью постоянного состава  $x$ . С. д. может быть также построена в координатах температура — химический потенциал. На такой С. д. область распада твердого раствора, напр., имеет вид кривой, заканчивающейся критической точкой (как на С. д. однокомпонентного вещества).

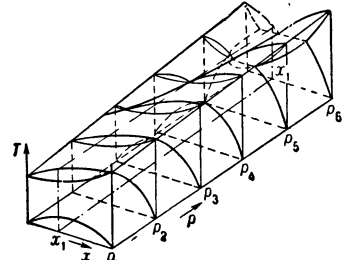


Рис. 5. Сечение  $T-p-x$ -диаграммы рис. 4 плоскостью постоянного состава ( $x_1 = \text{const}$ ). Давления  $p_1$  и  $p_2$  соответствуют сечениям на рис. 4;  $AF$  — кривая тройных точек;  $EH$  — кривая эвтектич. точек;  $BD$  — кривая критич. точек жидкость — пар;  $AC, CF, FA$  — границы 3-фазной области. Нанесены также кривые:  $OA$  — конденсации в кристалл;  $OF$  — сублимации;  $AB$  — конденсации в жидкость;  $CD$  — кипения;  $CMG$  — ликвидуса;  $FME$  — солидуса;  $OE$  — распада твердого раствора.

Подобно С. д. однокомпонентного вещества, полная С. д. двухкомпонентного вещества должна охватывать области твердого, жидкого и газообразного состояний.

С. д. 3-компонентной системы при постоянном  $p$  трехмерна и представляет собой правильную трехгранную призму, основанием к-рой служит концентрационный треугольник (треугольник Гиббса), а высотой — ось температуры.

Вершины концентрационного треугольника изображают компоненты  $A, B$  и  $C$ . Соответствующие стороны — двойные системы. Точки внутри треугольника определяют состав тройной смеси (сплава, раствора). Концентрации компонентов определяются по величине отрезков, отсекаемых на сторонах треугольника прямыми, проведенными через данную точку параллельно сторонам, лежащим против со-

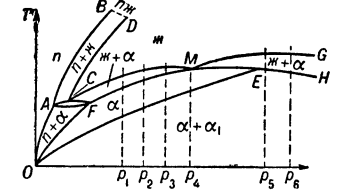


Рис. 6. Концентрационный треугольник 3-компонентной диаграммы состояния: а — отрезки  $Ab, Bc$  и  $Ca$  пропорциональны соответственно концентрациям компонентов  $B, C$  и  $A$ ; б — отрезки  $Oa, Ob, Oc$  пропорциональны концентрациям компонентов  $A, B$  и  $C$ .

ответствующих вершин (рис. 6, а) или по длине перпендикуляров, опущенных из данной точки на стороны треугольника (рис. 6, б). Области устойчивости фаз отделяются поверхностями, напр. поверхностями ликвидуса и солидуса, ограничивающими область сосуществования жидкой и твердой фаз.

На изотермическом разрезе трехфазной С. д. указывают линии пересечения плоскости  $T = \text{const}$  с поверхностями ликвидуса, солидуса и др. границами равновесия фаз. Изотермы ликвидуса и солидуса (или других границ двухфазной области) соединяются конодами, концы которых определяют природу и состав сосуществующих фаз; направление конод находят экспериментально и указывают на изотермическом сечении С. д., т. к. линии равновесия на изотермическом разрезе не определяют направления конод. Относительные коли-

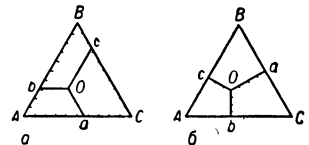


Рис. 6. Концентрационный треугольник 3-компонентной диаграммы состояния: а — отрезки  $Ab, Bc$  и  $Ca$  пропорциональны соответственно концентрациям компонентов  $B, C$  и  $A$ ; б — отрезки  $Oa, Ob, Oc$  пропорциональны концентрациям компонентов  $A, B$  и  $C$ .



чества двух фаз, находящихся в равновесии, определяются по правилу «рычага». Равновесие трех фаз описывается трехфазным (конодным) треугольником. Относительные количества трех фаз, находящихся в равновесии, определяют с помощью правила «центра тяжести», вытекающего, как и правило «рычага», из условия сохранения количества вещества.

Изотермические разрезы не показывают темп-ных точек фазовых переходов; поэтому строят также политермические вертикальные разрезы плоскостями, перпендикулярными треугольнику концентраций. На вертикальном разрезе видны темп-ры превращений для составов, соответствующих этому разрезу. Политермические разрезы по виду напоминают С. д. 2-компонентных систем, но отличаются от них тем, что не характеризуют фазовых равновесий и не позволяют определить состав сосуществующих фаз (точки, изображающие составы фаз, находящихся в равновесии, в общем случае не лежат в одной вертикальной плоскости). Если в тройных системах компоненты попарно образуют химические соединения, то вертикальный разрез, проходящий через фигуративную точку соединения и через противоположную вершину треугольника или через фигуративные точки двух соединений, называется псевдобинарным, т. к. позволяет определить составы фаз в равновесии.

Для описания многокомпонентных систем применяют специальные методы. Наиболее общий основан на топоаналитической теории многокомпонентных систем [14]. Он сочетает аналитический метод Гиббса [1] и топологический метод Курнакова [2].

С. д. является геометрич. отображением равновесия фаз, вытекающего из условия равновесия термодинамического — минимума изобарно-изотермного термодинамического потенциала  $G$ . Поэтому С. д. может быть построена теоретически, если известна зависимость  $G$  от  $T$ ,  $p$  и  $x_i$  для каждой фазы. Для 1-компонентного вещества ур-ния кривых равновесия двух фаз, полученные из условия минимума  $G$ , наз. Клапейрона — Клаузиуса уравнениями. Из условия минимума  $G$  вытекает равенство химических потенциалов  $\mu_i$  компонента  $i$  во всех фазах, находящихся в равновесии. Из этих равенств могут быть получены аналитич. зависимости составов сосуществующих фаз от  $T$  и  $p$ .

Для двойных систем условия равновесия двух фаз могут быть записаны также в след. виде:

$$G_1^* - x_1 \frac{\partial G_1^*}{\partial x_1} = G_2^* - x_2 \frac{\partial G_2^*}{\partial x_2} \quad \text{и} \quad \frac{\partial G_1^*}{\partial x_1} = \frac{\partial G_2^*}{\partial x_2},$$

где  $G^*$  — термодинамич. потенциал данной фазы, отнесенный к 1 молу. Ур-ния равновесия в такой

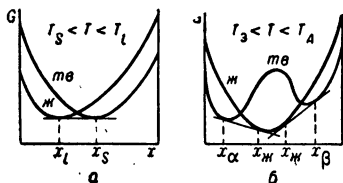


Рис. 7. Определение концентраций  $x$  сосуществующих при данной  $T$  фаз по координатам точек касания общей касательной к кривым  $G = G(x)$  двойной системы: а — кривые  $G(x)$  для системы, образующей непрерывный ряд растворов в обеих фазах; б —  $G(x)$  для системы эвтектич. типа;  $T_S$ ,  $T_L$ ,  $T_E$ ,  $T_A$  — темп-ры точек солидуса, ликвидуса, эвтектики и плавления компонента А.

зависимость  $G$  от  $T$ ,  $p$  и  $x$ . Теоретически эта зависимость определяется с помощью различных приближений теории растворов: идеальных, регуляр-

ных, субрегулярных и др. Экспериментально для ее нахождения применяются различные физ.-хим. методы определения термодинамич. величин. Теория регулярных растворов позволила получить ур-ния кривых равновесия фаз и установить критерии образования С. д. простейших типов [16, 19]. При постоянном  $p$  тип С. д. определяется энергией взаимодействия компонентов в обеих фазах, характеризуемой параметром  $E_{см}$ , входящим в выражение для теплоты смешения:  $x(1-x)E_{см}$ .

$E_{см} > 0$ , если компоненты стремятся к обособлению, и  $< 0$ , если они стремятся к объединению. При  $E_{см} > 2kT$  в данной фазе происходит расслоение (распад), начиная с темп-ры  $T_k = E_{см}/2k$  (рис. 2, а). Критериями С. д. различных типов являются соотношения между параметрами  $E_{см}$  обеих фаз и величиной  $kT$  ( $k$  — Больцмана постоянная), характеризующей энергию теплового движения. Варьируя параметры  $E_{см}$  обеих фаз, можно получить все простейшие типы С. д. (рис. 2, а—д и и). Так, если  $E_{см}$  жидкости ( $E_{см}^ж$ ) и  $E_{см}$  твердого раствора ( $E_{см}^{ТВ}$ ) близки по величине и удовлетворяют условиям

$$E_{см}^ж \approx E_{см}^{ТВ} < 2kT \quad \text{и} \quad E_{см}^ж - E_{см}^{ТВ} < \frac{Q_{пл}^B}{T^B_{пл}} (T^A_{пл} - T^B_{пл}),$$

компоненты образуют непрерывный ряд твердых растворов (рис. 2, а); при  $E_{см}^ж < E_{см}^{ТВ} < 2kT$  и

$$-1 < \frac{Q_{пл}^B (T^A_{пл} - T^B_{пл})}{T^B_{пл} (E_{см}^ж - E_{см}^{ТВ})} < +1 \quad (1)$$

компоненты образуют непрерывный ряд твердых растворов с точкой минимума (рис. 2, б); при  $E_{см}^{ТВ} < E_{см}^ж < 2kT$  и (1) — с точкой максимума (рис. 2, в);

при  $E_{см}^ж < 2kT < E_{см}^{ТВ}$  образуется С. д. эвтектич. или перитектич. типа (в зависимости от величины

$T^A_{пл} - T^B_{пл}$ ) (рис. 2, г и д). В указанных соотношениях

$T^A_{пл}$  и  $T^B_{пл}$  — темп-ры плавления компонентов А и В,

$Q_{пл}^B$  — теплота плавления компонента В. Для лучшего

согласия с экспериментальными С. д., напр. для учета асимметрии кривых распада и расслоения, рассматривают концентрационную зависимость  $E_{см}$  (теория суб-

регулярных растворов). В общем случае учитывают также темп-ную зависимость  $E_{см}$ . Для описания

упорядочивающихся систем вводят дополнит. параметр — энергию упорядочения  $U$ . Параметры  $E_{см}$  и  $U$

позволяют описать С. д. систем, в к-рых имеет место как расслоение, так и упорядочение [20]. Дальнейшее

совершенствование теории растворов и применение

счетно-решающей техники повысят роль теоретич. расчетов в построении С. д.

Основной способ построения С. д. в настоящее

время — экспериментальный, использующий различные

методы физико-химического анализа. Для определения темп-ных точек на С. д. применяют: термический анализ, dilatометрию, а также методы измерения др. физ. свойств (электрич. сопротивления, вязкости, магнитных и др.).

Границы фазовых равновесий определяют также построением концентрационных зависимостей физ. свойств. Природу фаз и фазовый состав определяют методами рентгеновского структурного анализа, электронографии, нейтронографии и др. Фазовый состав исследуют методами хим. и механ. разделения, а для сплавов — методами металлографии. Последние дают, кроме того, сведения

о количеств. соотношении, форме и распределении фаз. Только совокупности различных методов позволяет избежать ошибки при определении фазовых границ. В нек-рых случаях фазовые превращения не сопровождаются особенностями на кривой зависимости данного свойства от  $T$  или  $x$  (напр., магнитная восприимчивость  $Ni$  почти не изменяется при плавлении). В др. случаях перегибы и скачки на таких кривых могут не соответствовать фазовому превращению (максимум на кривой зависимости плотности воды от  $T$  при  $4^\circ C$ ).

При эксперимент. построении С. д. необходимо учитывать ряд правил и законов. Напр., ликвидус и солидус не могут иметь экстремумов в разных точках; продолжение границ фазового равновесия не может проходить по 1-фазной области; по обе стороны от границы равновесия фаз фазовый состав может отличаться лишь одной фазой ( $\alpha$  могут граничить  $\alpha + \beta$ , но не  $\beta + \gamma$ ) и др.

Наряду с равновесными фазами в ряде систем (напр., Fe—C) образуются метастабильные фазы (см. *Метастабильное состояние*), к-рым соответствуют метастабильные С. д. Метастабильные фазы образуются, напр., при переохлаждении исходной фазы; в этом случае кривые метастабильного равновесия расположены в области более низких  $T$ , чем стабильного. При кристаллизации в соответствии со стабильной С. д. в системе Fe—C в области эвтектич. сплавов образуется серый чугуи, в к-ром С выделяется в форме графита, а при кристаллизации по метастабильной С. д. — белый чугуи, в к-ром С выделяется в форме соединения  $Fe_3C$  (цементита).

Состояние метастабильное при одних условиях может перейти в стабильное при других. Напр., метастабильная цементитная С. д. системы Fe—C при повышении давления становится стабильной, а графитная — метастабильной [22]. На С. д. в области превращений в твердом состоянии часто наносят кривые превращений при нагреве и охлаждении, отражающие гистерезис метастабильного бездиффузионного превращения (см., напр., С. д. системы Fe—Ni).

С. д. широко применяют на практике. По С. д. определяют темп-рную область плавления того или иного сплава, по ширине интервала между ликвидусом и солидусом судят о литейных свойствах сплавов, получают сведения о возможной степени *ликвации* компонентов и о режимах термич. обработки, обеспечивающей нужный фазовый состав сплавов. С. д. помогают изыскивать сплавы с заданными свойствами. При разработке огнеупорных материалов необходимо знание С. д. систем, состоящих из окислов и др. тугоплавких соединений. С. д. руководствуются при разработке технологии многих процессов, таких, как вакуумное плавление, *ректификация* и т. п.

*Лит.:* 1) Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М., 1950; 2) Курнаков Н. С., Введение в физико-химический анализ, 4 изд., М. — Л., 1940; 3) Млодзевский А. В., Теория фаз, М. — Л., 1937; 4) Аносов В. Я., Погонин С. А., Основные начала физико-химического анализа, М. — Л., 1947; 5) Райнз Ф., Диаграммы фазового равновесия в металлургии, пер. с англ., М., 1960; 6) Юм-Розери В., Христиан Дж., Пирсон В., Диаграммы равновесия металлических систем, пер. с англ., М., 1956; 7) Хансен М., Андерко К., Структуры двойных сплавов, пер. с англ., т. 1—2, М., 1962; 8) Вол А. Е., Строение и свойства двойных металлических систем, т. 1—2, М., 1959—62; 9) Диаграммы состояния металлических систем, 1955—61, вып. 1—7, М., 1959—63 (ВИНИТИ); 10) H a u g h t o n J. L., The constitutional diagrams of alloys. A bibliography, 2 ed., L., 1956; 11) Мазин Г., Тройные системы, пер. с англ., М. — Л., 1935; 12) Петров Д. А., Тройные системы, М., 1953; 13) Воловик В. Е., Захаров М. В., Тройные и четверные системы, М., 1948; 14) Палатник Л. С., Ландау А. И., Фазовые равновесия в многокомпонентных системах, Харьков, 1961; 15) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М., 1951 (Теор. физика, т. 4); 16) Пиннес Б. Я., «ЖЭТФ», 1943, т. 13, вып. 11—12; его же, *Очерки по металлофизике*, Харьков, 1961; 17) Дре-

винг В. П., *Правило фаз*, М., 1954; 18) Кричевский И. Р., *Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях*, 2 изд., М. — Л., 1952; 19) Каменецкая Д. С., в сб.: *Проблемы металлургии и физики металлов*, сб. 1, М., 1949; 20) Аптекарь И. Л., «ДАН СССР», 1960, т. 130, № 3, с. 562; 21) Каменецкая Д. С., «ЖФХ», 1964, т. 38, вып. 1, с. 73; 22) Ершова Т. П., Понятовский Е. Г., «ДАН СССР», 1963, 151, № 6, с. 1364.

И. Л. Аптекарь, Д. С. Каменецкая.

**СОХРАНЕНИЯ ЗАКОНЫ** — физич. закономерности, согласно к-рым численные значения нек-рых физич. величин не изменяются с течением времени в любых процессах (иногда в определенном классе процессов). Полное описание физич. системы, как правило, возможно лишь в рамках динамич. законов, к-рые детально описывают изменение системы во времени. Однако во многих случаях динамич. закон для данной системы неизвестен или слишком сложен. В такой ситуации С. з. позволяют сделать нек-рые заключения о характере поведения системы. Важнейшими С. з., справедливыми для любых изолированных систем, являются законы сохранения энергии, количества движения (импульса), момента количества движения (углового момента) и электрич. заряда. Кроме всеобщих, существуют С. з., справедливые лишь в ограниченном классе систем и явлений.

Идея сохранения появилась сначала как чисто философская догадка о наличии неизменного, стабильного в вечно изменяющемся мире. Еще античные философы-материалисты пришли к понятию материи — неуничтожимой и несотворимой основы всего существующего (Анаксагор, Эмпедокл, Демокрит, Эпикур, Лукреций). С др. стороны, наблюдение постоянных изменений в природе приводило к представлению о вечном движении материи как важнейшем ее свойстве (Фалес, Анаксимандр, Анаксимен, Гераклит Эфесский, Левкипп, Демокрит). С появлением математич. аппарата механики на этой основе появились законы сохранения массы (М. В. Ломоносов, А. Лавуазье) и механич. энергии (Г. В. Лейбниц). Затем Р. Майером, Дж. Джоулем и Г. Гельмгольцем был экспериментально открыт закон сохранения энергии в немеханич. явлениях. Т. о., к середине 19 в. оформились законы сохранения массы и энергии, к-рые трактовались как сохранение материи и движения.

Однако дальнейшее развитие механики, связанное с появлением *относительности теории*, обнаружило, что масса тела зависит от его скорости. Кроме того, оказалось, что в микромире закон сохранения масс несправедлив: сумма масс частиц (понимаемых как т. н. массы покоя частиц, см. *Масса*) после реакции может отличаться от суммы масс до реакции. Эти два факта свидетельствовали о том, что масса не может служить мерой количества материи, что она не есть сущность материи, а является лишь одной из ее характеристик. С др. стороны, теория относительности привела к обобщению понятия энергии. Оказалось, что энергию следует определять так, чтобы она не обращалась в нуль, когда тело неподвижно, а была бы в этом случае пропорциональна массе тела. Т. о., закон сохранения энергии естественным образом объединил существовавшие до этого законы сохранения массы и энергии.

Эволюция закона сохранения энергии показывает, что С. з., будучи почерпнуты из опыта, нуждаются время от времени в экспериментальной проверке и уточнении. Нельзя быть уверенным, что данный закон или его конкретная формулировка останутся справедливыми всегда, несмотря на расширение пределов чело-веч. опыта. Закон сохранения энергии интересен еще и тем, что в нем теснейшим образом переплелись физика и философия. Этот закон, все более уточняясь, постепенно превратился из неопределенного и абстрактного философского высказывания в точную

количественную формулу. Другие С. з. возникали сразу в количеств. формулировке, когда имелся уже соответствующий им математич. аппарат. Таковы законы сохранения импульса, углового момента, электрич. заряда, многочисленные законы сохранения в теории *элементарных частиц*. В настоящее время С. з. — необходимая составная часть рабочего аппарата физики.

Особенно большую роль С. з. играют в теории элементарных частиц. Это объясняется гл. обр. тем, что С. з. позволяют легко находить *отбора правила* для реакций элементарных частиц, т. е. решать, какие реакции возможны, а какие запрещены.

Кроме С. з., известных давно, таких как сохранение энергии, импульса, момента, электрич. заряда, в теории элементарных частиц возникло много специфических С. з., позволяющих объяснить наблюдаемые в природе правила отбора. Таковы законы сохранения *барионного заряда, изотопического спина, странности, лептонного заряда*. Недавние исследования показали, что, кроме точных, существуют и приближенные С. з. Говорят, что нек-рая величина сохраняется приблизительно, если она не изменяется в процессах, к-рые идут с большой скоростью и заканчиваются в короткое время, но может изменяться в процессах, к-рые продолжаются много дольше. Типичным примером такого рода величины является странность. Установлено, что странность сохраняется в *сильных взаимодействиях*, происходящих за время  $\sim 10^{-23}$  сек, но нарушается в *слабых взаимодействиях*, для к-рых типичное время  $\sim 10^{-10}$  сек. Оказалось также, что в процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями, не сохраняются изотопич. спин и четность (см. *Четность состояния*). Т. о., исследования элементарных частиц вновь напомнили о необходимости проверять существующие С. з. в каждой области явлений.

Согласно современным представлениям, С. з. тесно связаны со свойствами симметрии физич. систем. При этом симметрия понимается как инвариантность

физич. законов относительно нек-рого преобразования входящих в них величин. Согласно *Нетер теореме*, наличие в системе симметрии приводит к тому, что для этой системы существует сохраняющаяся физич. величина. Т. о., если известны свойства симметрии системы, можно найти для нее законы сохранения, и наоборот. Это особенно важно потому, что позволяет, устанавливая экспериментально С. з., делать заключения о фундаментальных свойствах мира. Напр., сохранение энергии, импульса и углового момента связаны, соответственно, с однородностью времени, однородностью пространства и изотропностью пространства. Поэтому проверка этих законов сохранения есть проверка соответствующих симметрий пространства. Долгое время считалось, что, кроме перечисленных элементов симметрии, должна иметь место зеркальная симметрия. Тогда должна была бы сохраняться нек-рая физич. величина, называемая четностью. Однако в конце 50-х гг. было экспериментально обнаружено несохранение четности в слабых взаимодействиях, поставившее вопрос о пересмотре взглядов на весьма глубокие свойства нашего пространства. М. Б. Менский.

**СПАЙНОСТЬ МИНЕРАЛОВ** — способность многих монокристаллических минералов раскалываться или расщепляться по плотнейшим узловым плоскостям кристаллич. решетки. В зависимости от легкости расщепления и совершенства раскола различают С. м.: *в е с ь м а с о в е р ш е н н у ю* (слюды) — кристалл расщепляется на тонкие листочки; *с о в е р ш е н н у ю* (кальцит, каменная соль) — при ударе всегда получаются выколки по спайности; *с р е д н ю ю* (полевошпат) — на обломках минералов наблюдаются как плоскости спайности, так и неровные изломы по случайным направлениям; *н е с о в е р ш е н н у ю* (апатит, оливин) — при расколе получаются неровные поверхности; *в е с ь м а н е с о в е р ш е н н у ю* (С. м. практически отсутствует — корунд, магнетит) — излом раковистый.

Физический энциклопедический словарь. Гл. ред.: Б. А. Введенский, Б. М. Вул, т. 4 М., «Советская Энциклопедия», 1965 (Энциклопедии, Словари, Справочники).  
Т. 4. Пинч-эффект — Спайность минералов. 1965  
592 с. с илл.

Сдано в набор 21 марта 1964 г. Том подписан к печати 21 октября 1964 г.

Издательство «Советская Энциклопедия». Москва, Ж-28, Покровский бульвар, д. 8.

Т-13378. Тираж 57,5 тыс. экз. Заказ № 964. Формат 82×108<sup>1/16</sup>. Объем 37 физич. п. л., 60,68 усл. п. л.

Уч.-изд. л. 106,7. Цена 1 экз. книги 3 р. 50 к.

Печать с матриц, изготовленных в Ленинградской типографии № 1 «Печатный Двор» имени А. М. Горького.

Московская типография № 2 «Главполиграфпрома» Государственного комитета Совета Министров СССР по печати.  
Москва, Проспект Мира, 105. Заказ № 3690.

